Winkelstreuung von Ne- und Ar-Ionen in Gastargets

Inaugural - Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde
der Freien Universität Berlin
Fachbereich Physik

vorgelegt von

Dieter Hahn
aus Chemnitz

– Mai 1976 –

Winkelstreuung von Ne- und Ar-Ionen in Gastargets

Inaugural - Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde
der Freien Universität Berlin
Fachbereich Physik

vorgelegt von

Dieter Hahn

aus Chemnitz

– Mai 1976 –

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1. Gutachter: Prof. Dr. K. H. Lindenberger
2. Gutachter: Prof. Dr. S. Wilking

Tag der mündlichen Prüfung: 8. 7. 1976

Inhaltsverzeichnis

		Seite
Zusammenfassung		1
1.	Einleitung	2
2.	Experimentelle Anordnung	5
2.1	Meßprinzip	5
2.2	Vakuumsystem, Gastarget	6
2.3	Winkelmessung	10
2.4	Teilchennachweis und Elektronik	14
2.5	Fehlerabschätzung	18
3.	Experimentelle Ergebnisse	21
3.1	Winkelstreuung bei Targetdicken in der Nähe und oberhalb der Gleichgewichtstargetdicke für Ladungszustände nahe dem Ladungsschwerpunkt	21
3.2	Winkelstreuung für hohe Ladungszustände	25
3.3	Winkelverteilungen bei sehr dünnen Targets	27
4.	Theoretische Beschreibung der Vielfachstreuung	31
4.1	Einzelstreuquerschnitte	31
4.2	Vielfachstreuung	34
4.3	Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der Theorie zur Vielfachstreuung	38
5.	Analyse und theoretische Beschreibung der Winkelstreuung für dünne Targets	42
5.1	Analyse der Einzelstreudaten. Extraktion von Ionisierungswahrscheinlichkeiten	43
5.2	Statistische Theorie für Ion-Atom Stöße	49
5.3	Beschreibung im Rahmen anderer Modelle	56
6.	Diskussion der Ergebnisse	60
6.1	Vielfachstreuung	60
6.2	Einzelstoßprozesse	61
Literaturverzeichnis		

Zusammenfassung

Die Winkelstreuung von 15 MeV Ne- und Ar- Ionen in fensterlosen H_e, N_2, N_e, SF_6, Ar und Kr Targets wurde gemessen. Dabei wurde die Targetdicke von 5 mT · cm bis 20 T·cm varriert, das überdeckt den gesamten Bereich vom Einzelstoßprozeß bis zum Gleichgewicht der Ladungsverteilung, wo Vielfachstreuung vorliegt. Für Ne und Kr Targets wurden nur Messungen bei sehr kleinen Targetdicken durchgeführt.

Für Targetdicken in der Nähe und oberhalb der Gleichgewichtstargetdicke und Ladungszustände nahe dem Schwerpunkt der Gleichgewichtsladungsverteilung wird eine gute Übereinstimmung der experimentellen Daten mit der Theorie zur Vielfachstreuung schwerer Ionen von L. Meyer (MEY 71) festgestellt. Für sehr hohe Ladungszustände wurde erstmals festgestellt, daß die Streuverteilungen wesentlich breiter sind, als für Ladungszustände nahe dem Schwerpunkt der Gleichgewichtsverteilung, was auf den Einfluß von Streuprozessen zurückzuführen ist, bei denen das Ion in einem einzigen Stoß sehr viele Elektronen verliert.

Bei sehr kleinen Targetdicken, d.h. unter Einzelstoßbedingungen, zeigen die Messungen eine Abhängigkeit der Streuverteilungen vom resultierenden Ladungszustand des Ions. Die Winkelverteilungen sind um so breiter, je höher der Ladungszustand ist. Für sehr hohe Ladungszustände haben sie ein Minimum bei 0 Grad und ein Maximum bei einem Streuwinkel von 1 bis 3 mrad. Aus den Streuverteilungen werden die Ionisierungswahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Ladungszustände in Abhängigkeit vom Stoßparameter gewonnen. Nach einem statistischen Modell für Ion-Atomstöße von A. Russek (RUT 58) werden diese Ionisierungswahrscheinlichkeiten theoretisch berechnet. Die Übereinstimmung mit den experimentellen Daten ist recht gut, besser als man es für ein solch einfaches Modell erwarten sollte. Die Abhängigkeit der Ionisierungswahrscheinlichkeiten vom Stoßparameter wird auch im Rahmen des "molecular orbital" Modells diskutiert.

1. Einleitung

Das Interesse an Experimenten mit schweren Ionen ist in den letzten Jahren sowohl seitens der Kern- als auch der Atomphysik stark angewachsen. Für solche Experimente benötigt man einerseits Schwerionenbeschleuniger, andererseits spezielle Nachweisapparaturen. Die Entwicklung und Konstruktion solcher Beschleuniger und Detektoren erfordert ein eingehendes Verständnis der Prozesse, die auftreten, wenn schwere Ionen Gas oder Folientargets durchqueren.

Bei allen in den letzten Jahren in Angriff genommenen Schwerionenbeschleunigerprojekten handelt es sich um Zwei- oder Mehrstufenbeschleuniger. Bei diesem Beschleunigertyp wird zwischen den einzelnen Beschleunigerstufen in einem Gas- oder Folientarget, dem "Stripper", der Ladungszustand der Ionen erhöht. Die Information darüber, in welchem Ladungszustand die Ionen aus dem Stripper kommen und wie groß die auftretenden Störeffekte, Energie- bzw. Zeit- und Winkelverschmierung sind, ist notwendig für die ionenoptische Anpassung des nachfolgenden Beschleunigerteils.

Die Kenntnis dieser Effekte ist auch für die Auslegung von Nachweisapparaturen wichtig. So ist z.B. die Energieverschmierung der begrenzende Faktor in der Z-Auflösung von ΔE - E Teleskopen mit einem Ionisationszähler als ΔE-Detektor. Bei Flugzeitteleskopen begrenzt das Winkelstraggeling im Startdetektor bei vorgegebener Größe des Stopzählers die mögliche Flugstrecke und damit die Massenauflösung.

Diese Arbeit entstand bei Voruntersuchungen zum Beschleunigerprojekt VICKSI am Hahn-Meitner-Institut in Berlin (VIC 72). Es handelt sich bei diesem Projekt um die Kombination eines Van de Graaff Beschleunigers mit einem Isochron-Zyklotron. Die im Van de Graaff auf etwa 12 - 15 MeV vorbeschleunigten, 2- oder 3-fach geladenen Ionen werden in einem Gas- oder Folienstripper auf 7^+ bis 9^+ umgeladen und dann im Zyklotron auf das 16-fache der Vorbeschleunigungsenergie beschleunigt. Die Kenntnis von Ladungsverteilung, Energie-

und Winkelunschärfe des Strahls ist wegen der komplizierten Zeitstruktur der Anlage und des begrenzten Akzeptanzphasenraums des Zyklotrons wesentliche Voraussetzung für die Durchführung des Projekts.

Das Interesse dieser Arbeit lag vor allem auf der Untersuchung des Winkelstraggelings. Zu Beginn der Untersuchungen lagen im interessierenden Massenbereich ($A \leq 40$) und zu den in Frage kommenden Energien ($E \sim 10$-15 MeV) nur wenig Daten vor. Die vorhandenen theoretischen Rechnungen waren vor allem durch experimentelle Ergebnisse bei Energien von einigen hundert KeV gestützt und ihre Extrapolation auf den uns interessierenden Bereich erschien nicht zweifelsfrei. Ferner waren wir daran interessiert, die Winkelstreuung in Abhängigkeit vom resultierenden Ladungszustand zu messen. Die Verwendung eines fensterlosen Gastargets hat zwei entscheidende Vorteile gegenüber dem Folientarget: Man hat ein homogenes Target variabler Dicke, und das Target hat eine praktisch unbegrenzte Lebensdauer. Die Variabilität der Targetdicke erlaubte es, auch Einzelstoßprozesse zu untersuchen. Interessant ist hier, welchen Einfluß der Umladungsprozess auf die Streuung hat. Ferner kann man testen, ob die in der Atomphysik üblichen Modelle zur Beschreibung von Ionisierung bei Ion-Atomstößen in der Lage sind, die gemessenen Daten zu beschreiben.

Es gibt zahlreiche theoretische Arbeiten zur Beschreibung der Vielfachstreuung, die zum Teil bis in die 40-er Jahre zurückdatieren. Eine sehr grundlegende Arbeit stammt von G. Molière (MOL 48), die eine eingehende Ableitung der Winkelverteilung für Vielfachstreuung aus der Einzelstoßstreuverteilung enthält. Jedoch ist die Anwendung der von Molière angenommenen Wirkungsquerschnitte für den Einzelstreuprozeß auf leichte, schnelle Teilchen begrenzt. Die erste Arbeit, die explizit zur Vielfachstreuung schwerer Ionen gemacht wurde, stammt von L. Meyer (MEY 71) und verwendet mit klassischen Methoden berechnete Wirkungsquerschnitte von Lindhard, Nielsen und Scharff (LIN 68). In einer späteren Arbeit von Sigmund und Winterbon (SIW 74) wird die Vielfachstreuung für mehrere verschiedene

Potentiale berechnet, jedoch weichen die Ergebnisse nicht sehr stark von denen von Meyer ab.

Man findet in der Literatur auch zahlreiche experimentelle Arbeiten zur Vielfachstreuung. Andersen und Mitarbeiter fanden gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen Winkelverteilungen in amorphen Festkörpertargets und der Theorie von Meyer bei Energien von etwa 500 KeV. Sie fanden aber auch Abweichungen für microkristalline Targets. Die Übereinstimmung mit der Theorie von Meyer gilt auch für die Daten von Cline (CLI 69), Spahn (SPA 75) und Hooton (HOO 75) bei Energien von einigen MeV. Bei Beginn dieser Arbeit waren noch keine Ergebnisse über die Winkelverteilungen bei Vielfachstreuung in Gastargets publiziert worden. Erst im November 1975 veröffentlichten Sidenius und Mitarbeiter zwei Arbeiten über die Vielfachstreuung schwerer Ionen in N_2, Ar und Xe Gastargets bei Energien von 20 bis 180 KeV (SID 75, SIA 75). Dagegen gibt es einige Veröffentlichungen über die Winkelverteilung schwerer Ionen nach Passieren von Gastargets bei Einzelstoßbedingungen (KEE 66, KES 70, ALT 75, RYD 71).

Wir haben 15 MeV Ne- und Ar-Ionen auf He, N_2, Ne, SF_6, Ar und Kr Targets geschossen und die Winkelverteilungen der Ionen nach dem Target in Abhängigkeit von der Targetdicke und von ihrem Ladungszustand gemessen. Die Targetdicke wurde dabei von 5 mT · cm bis 20 T · cm varriert, das überdeckt den gesamten Bereich vom Einzelstoß bis zum Gleichgewicht der Ladungsverteilung. Es wurden Ladungszustände von 1^+ bis 14^+ nachgewiesen, wobei aus meßtechnischen Gründen nicht immer alle Ladungszustände erfaßt werden konnten. Das Winkelstraggeling in Folien haben wir nicht gemessen.

2. Experimentelle Anordnung

2.1 Meßprinzip

Die experimentelle Anordnung zur Messung der Winkelverteilungen ist in Abbildung 1 dargestellt. Der Ionenstrahl wurde mit Hilfe des 7 MV Van de Graaff Beschleunigers des Hahn-Meitner-Instituts Berlin erzeugt. Als Ionenquelle diente eine Axiale Penning Ionenquelle (ARN 75). Es konnten Ströme von etwa 10/20 Teilchen-nA Ar^{3+} bzw. Ne^{3+} am Target erzielt werden.

Mit Hilfe eines 90°-Ablenkmagneten und eines Schlitzpaares wurden die Ionen nach Impuls und Ladungszustand analysiert. Ein Quadrupoltriplet fokussiert den Strahl auf das Target. Es handelt sich hierbei um ein differentiell gepumptes, fensterloses Gastarget. Un-

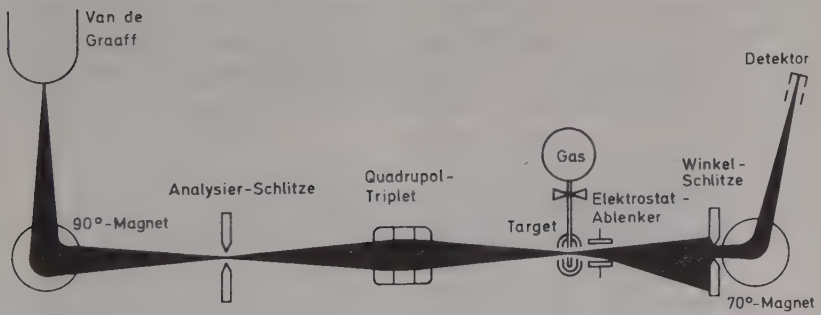


Abb. 1 Experimentelle Anordnung
Das Bild zeigt schematisch den Verlauf des Ionenstrahls (schwarz schattiert).

mittelbar hinter dem Target wird der Strahl mit Hilfe eines elektrostatischen Ablenkers über ein weiteres Schlitzpaar gewedelt, das sich am Eingang eines 70°-Ablenkmagneten befindet. Durch diese "Winkelschlitze" wird aus dem Strahl ein kleiner Streuwinkelbereich ausgeblendet. Der anschließende Ablenkmagnet selektiert jeweils nur einen bestimmten Ladungszustand. Im Bildpunkt des Magneten steht ein Detektor, der die Intensität des Ionenstrahls mißt. Je nach Stromstärke wurde dabei ein Schwer-Ionen-Halbleiterzähler oder ein Faradaybecher mit Sekundärelektronenunterdrücker eingesetzt.

2.2 Vakuumsystem, Gastarget

Um auch bei kleinen Targetdicken die Störungen durch Streuung am Restgas außerhalb des Targetbereiches gering zu halten, wurde besonderer Wert auf gute Vakuumeigenschaften der eingesetzten Strahlrohrkomponenten gelegt. Durch Verwendung von V2A-Stahl (kleine Ausgasraten) und Indiumdichtungen sowie großzügige Dimensionierung von Pumpen und Leitungsquerschnitten konnte das Vakuum im gesamten Strahlrohr auf einen Druck von 10^{-6} Torr gebracht werden. Die Targetdicke des Restgases im gesamten Strahlrohr betrug etwa $2{,}7 \cdot 10^{-3}$ Torr·cm. Davon entfallen etwa $1.5 \cdot 10^{-3}$ Torr·cm auf den entscheidenden Teil zwischen Quadrupoltriplet und 70°-Magnet. Umladungen vor dem Quadrupoltriplet spielen keine wesentliche Rolle, da dieses als recht guter Ladungsseparator funktioniert. Umladungen nach dem 70°-Magneten sind ebenfalls von untergeordneter Bedeutung, da der Ladungszustand des Ions durch das Magnetfeld festgelegt ist, und das Teilchen somit unabhängig von einer Umladung nach dem Magneten unter dem richtigen Ladungszustand registriert wird. Nur die Strommessung mit dem Faradaybecher wird etwas verfälscht.

Eine schematische Darstellung des dreifach differentiell gepumpten Gastargets zeigt Abbildung 2. Die gezeigte Anordnung ermöglichte in der innersten, 3 cm langen Kammer K_o einen Gasdruck von bis zu 5 Torr, wobei der Druck im Strahlrohr vor und nach dem Target (K_{4V} und K_{4N}) bei etwa $1 \cdot 10^{-6}$ Torr gehalten werden konnte. Die Kammer K_1

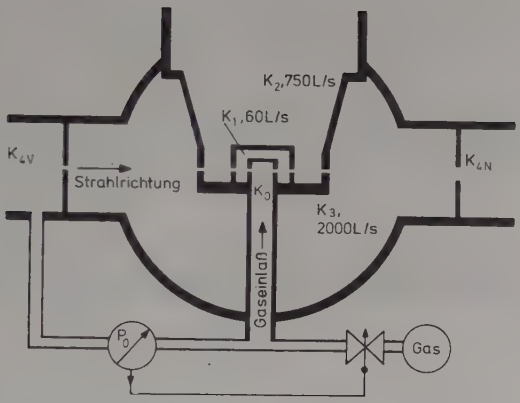


Abb. 2 Differentiell gepumptes Gastarget. Die eingetragenen Zahlen sind die Pumpleistungen der an die Kammern angeschlossenen Pumpen.

wurde von einer Wälzkolbenpumpe, die Kammern K_2 und K_3 mit Diffusionspumpen gepumpt. Um das Vakuum möglichst "ölfrei" zu halten, wurden die Baffles der Diffusionspumpen mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Die Kammer K_1 wurde nur gepumpt, wenn der Druck $p_1 \gtrsim 5$ mTorr war, das entspricht einem Targetdruck von etwa $p_0 \gtrsim 10$ mTorr in der innersten Kammer. Die Blendenöffnungen waren an der Ausgangsseite der Kammern etwas größer als an der Eingangsseite. Sie wurden so gewählt, daß ein maximaler Streuwinkel von etwa $\pm$ 12 mrad bei der Messung erfaßt werden konnte. Alle Blenden waren kreisrund. Die Durchmesser der Blenden d_i und die Längen der einzelnen Targetkammern sind in Tabelle 1 angegeben. Als Kammerlänge l_i ist dabei der Abstand zwischen Eintrittsblende und Ausgangsblende definiert,

abzüglich der Längen aller eingeschlossenen Kammern.

$$l_i = | x_{iEING} - x_{iAUSG} | - \sum_{j<i} l_j$$

Tabelle 1. Blendengeometrie. Die Kammerlänge l_i ist der Abstand zwischen Eingangs- und Ausgangsblende, abzüglich der Länge aller eingeschlossenen Kammern.

Kammer k_i		Blendendurchmesser d_i [mm]	Kammerlänge l_i [mm]
	Eing.	2.0	
K_0			32
	Ausg.	2.0	
	Eing.	2.0	
K_1			41
	Ausg.	2.5	
	Eing.	2.0	
K_2			60
	Ausg.	2.5	
	Eing.	2.0	
K_3			465
	Ausg.	7.0	

Der Gaseinlaß erfolgte über ein regelbares elektromechanisches Ventil, das von einem kapazitiven Manometer gesteuert wurde. Dieses Manometer mißt die Druckdifferenz zwischen der Targetkammer K_0 und dem Strahlrohr (K_{4V}). Eine dünne Metallmembran, die beide Druckbereiche trennt, bildet dabei das Verstimmelement einer kapazitiven Widerstandsmeßbrücke. Der Vorteil dieses Meßverfahrens liegt in der linearen Charakteristik des Geräts, sowie darin, daß die Druckmessung unabhängig von der Gassorte ist. Die Druckwerte

der anderen Kammern wurden mit Pirani- bzw. Penning-Druckmeßknöpfen bestimmt. Dabei wurde mit Hilfe von Eichtabellen der Geräteherstellers bzw. mit daraus extrapolierten Werten auf die für die einzelnen Gassorten verschiedenen Abweichungen vom Anzeigewert korrigiert.

Die Bestimmung der Targetdicke wurde an anderer Stelle (WUE 75) ausführlich beschrieben. Hier sollen nur die wesentlichsten Punkte aufgeführt werden.

Die Targetdicke ist gleich der Summe der Drucke in den einzelnen Kammern p_i, multipliziert mit der jeweiligen Kammerlänge l_i

$$\pi = \sum_i l_i \cdot p_i \qquad (2.1)$$

Dabei betrug der Anteil der beiden innersten Kammern K_0 und K_1 immer mehr als 95% der Gesamttargetdicke. Bei der Bestimmung des Druckes p_0 mußte noch das Gefälle zwischen dem Druck am Meßkopf und dem Druck im Bereich des Strahls berücksichtigt werden. Wegen der starken Gasströmung von K_0 nach K_1 und der damit verbundenen höheren Gasdichte im Bereich der Blenden wurde in den Rechnungen die effektive Länge der Kammer K_0 um 2 mm größer abgeschätzt, als die geometrische Länge ($l_{0eff} = (34.0 \pm 2.5)$mm).

Abbildung 3a zeigt die relativen Targetdickenverhältnisse in den einzelnen Targetkammern als Funktion des Druckes p_0, Abbildung 3b die Targetdicke für ein Stickstofftarget in Abhängigkeit vom Druck p_0.

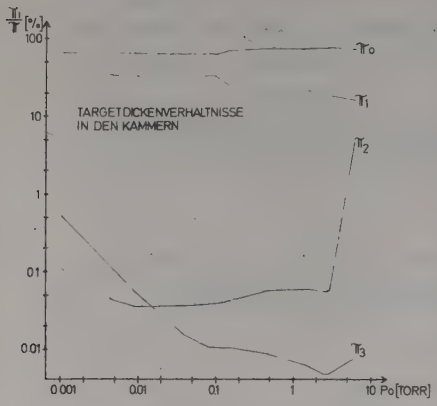


Abb. 3a Die relativen Targetdickenverhältnisse in den einzelnen Targetkammern als Funktion des Druckes in der innersten Kammer p_o.

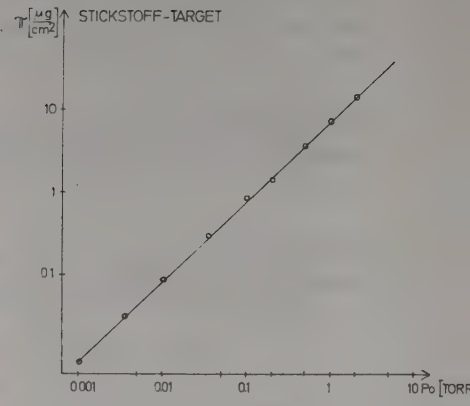


Abb. 3 b Die Targetdicke für ein N_2 Target als Funktion des Drukkes in der innersten Kammer p_o.

2.3 Winkelmessung

Die Bestimmung des Streuwinkels der Ionen nach dem Target erfolte mit einem Analysiersystem, das aus einem elektrostatischen Ablenker unmittelbar hinter dem Target sowie einem Schlitzpaar am Eingang des 70° Ablenkmagneten bestand. Abb. 4 zeigt eine schematische Darstellung des Systems.

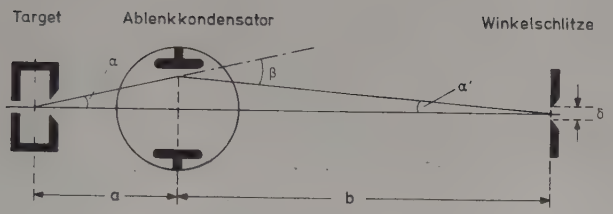


Abb. 4 Analysiersystem zur Messung des Streuwinkels. Die Maße für die Abstände a und b und die Schlitzbreite δ sind dem Text zu entnehmen.

Der elektrostatische Ablenker bestand aus einem Plattenkondensator, dessen Platten 10 cm lang und 3 cm breit waren. Während die eine Platte parallel zur Strahlrichtung angebracht war, hatte die andere einen Neigungswinkel von 3° (s. auch Abb. 5). Der Abstand der beiden Platten betrug am Eingang des Kondensators (10.25 ± 0.25) mm und am Ausgang (14.75 ± 0.25) mm. Die übrigen geometrischen Maße waren:

a: Abstand Target - Ablenkkondensator (44.8 ± 1.5) cm

b: Abstand Ablenkkondensator - Winkelschlitze (245 ± 2) cm

δ: Schlitzbreite (0.9 ± 0.07) mm

h: Schlitzhöhe (nicht eingezeichnet) (4.05 ± 0.28) mm

Ein Ion, das im Target in einen Winkel α relativ zur Einfallsrichtung gestreut wird, erfährt im elektrischen Feld des Plattenkondensators eine Ablenkung in entgegengesetzter Richtung um den Winkel β, so daß es die Schlitze am Eingang des 70° Magneten in einem Winkel α' relativ zur Einfallsrichtung passiert. Für die

Winkel α, α' und β gilt dabei:

$$\beta = \alpha + \alpha' \quad \text{und} \quad \alpha' = \alpha \cdot \frac{a}{b}$$

$$\rightarrow \quad \alpha = \beta \cdot \left(\frac{b}{a+b} \right) \tag{2.2}$$

Das bedeutet in unserem Fall $\alpha = 0.846 \cdot \beta$
Der Ablenkwinkel im elektrischen Feld ist bestimmt durch die Beziehung

$$\beta \approx \tan\beta = \frac{q \cdot U_c}{2E} \cdot \frac{l}{d} \tag{2.3}$$

Dabei ist q der Ladungszustand des Ions, U_c die Potentialdifferenz an den Kondensatorplatten, l die Länge der Kondensatorplatten, d ihr Abstand und E die kinetische Energie des Ions.

Gleichung (2.3) gilt jedoch nur, wenn das Streufeld des Kondensators nicht berücksichtigt wird und außerdem das elektrische Feld des Kondensators immer senkrecht zur Strahlrichtung steht, was streng nur für einen Parallelplattenkonsensator gilt.
Das Streufeld des Kondensators läßt sich prinzipiell analytisch bestimmen, wie G. Herzog gezeigt hat (HER 39). Die von ihm angegebenen numerischen Ergebnisse gelten jedoch nur für abgeschirmte Kondensatoren. Um das Streufeld des verwendeten, nicht abgeschirmten Kondensators zu bestimmen und gleichzeitig den Einfluß der asymmetrisch angeordneten Kondensatorplatten auf die Ablenkeigenschaften genau zu untersuchen, wurde die Potentialverteilung des elektrostatischen Ablenkers mit einem Programm zur Behandlung elektrostatischer Probleme (JAN 75) an der Rechenanlage Siemens 4004/151 des HMI berechnet. Das Ergebnis dieser Rechnungen wird in Abbildung 5 dargestellt. Abbildung 5a zeigt die Geometrie des Kondensators sowie die berechneten Äquipotentiallinien. Abb. 5b zeigt die elektrische Feldkomponente dU/dy senkrecht zur Strahlrichtung längs der Mittelachse des Kondensators. Die Berücksichtigung des Streufeldes ergibt eine um 15,4% größere effektive Feldstärke, als die des idealen Plattenkondensators. Das bedeutet, daß in Gleichung

(2.3) die geometrische Länge l durch eine effektive Länge L_{eff} ersetzt werden muß.

$$l_{eff} = l \cdot (1 + 0.154) = l \cdot F_s \qquad (2.4)$$

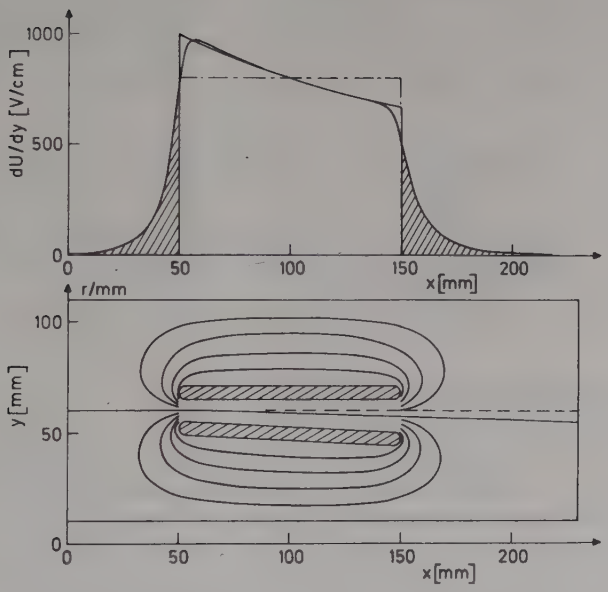


Abb.5b

Abb.5a

Abb. 5 (a) Geometrie und Äquipotentiallinien des Ablenkkondensators. (b) Elektrische Feldkomponenten senkrecht zur Strahlrichtung. Das Streufeld ist schraffiert eingezeichnet. Die eckige Kurve ist die Feldverteilung des idealen Kondensators.

Diese Abschätzung für die effektive Länge wird durch eine Messung des Ablenkwinkels über Veränderung der Schlitzbreite bestätigt. Diese Messung ergab:

$$\ell_{eff,exp.} = (124 \pm 9)\ mm$$

Die Ablenkeigenschaften des Kondensators wurden mit einem Ray-Trace-Programm (JAN 75) untersucht. Dieses Programm berechnet die Bahn eines einzelnen Ions anhand der exakten Potentialverteilung. Die Rechnung ergab für die effektive Länge des Kondensators

$$\ell_{eff,Ray} = (114,8 \pm 0.3)\ mm$$

Es konnte eine leichte Fokussierungseigenschaft des Ablenkers festgestellt werden. Die hieraus resultierende Vergrößerung des Ablenkwinkels beträgt jedoch nur 0,4%.

2.4 Teilchennachweis und Elektronik

Als Faradaybecher zum Teilchennachweis im Bildpunkt des 70°-Magneten diente ein ca. 30 cm langes Rohrstück, das elektrisch isoliert am Ende des Strahlrohrs befestigt war (Abb. 6). Dieses Rohr wurde mit dem Eingang eines Pico-Ampère-Meters (der Fa. Keithley) verbunden. Um eine Stromfehlmessung durch vom Strahl herausgeschlagene Sekundärelektronen zu vermeiden, wurde als "Elektronenunterdrücker" zwischen Strahlrohr und Faraday-Cup ein weiteres, etwa 10 cm langes Stück Rohr montiert, an welches eine Spannung von -100 V angelegt wurde. Mit dieser Anordnung konnten noch Ströme von 1pA nachgewiesen werden.
Das Ende des Faradaybechers bildete ein kleines Handschieberventil hinter dem ein Schwerionen-Halbleiterdetektor montiert war. Diese Anordnung ermöglichte ein schnelles Umwechseln auf die Messung der Strahlintensität mit einem Haltleiterzähler. Außerdem konnte durch

Einschieben des Ventils bei Änderungen des Magnetfeldes (Wechsel auf einen anderen Ladungszustand) immer sichergestellt werden, daß der Halbleiterzähler nicht von zu großen Strahlintensitäten getroffen wurde. Die höchstzulässige Zählrate für den Halbleiterdetektor beträgt ca. 10 kHz, das entspricht bei $q = 6^+$ etwa einem Prozent der geringsten, mit dem Faradaybecher noch nachweisbaren Stromstärke von 1pA. Ladungszustände, deren Intensitäten kleiner als 1pA, jedoch oberhalb der Nachweisgrenze des Halbleiterdetektors lagen, konnten nicht erfaßt werden.

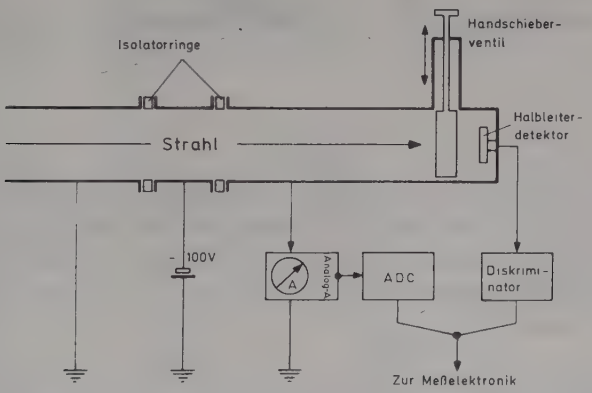


Abb. 6 Detektoranordnung zum Teilchennachweis im Bildpunkt des 70° Magneten

Einige Schwierigkeiten bei der Messung geringer Intensitäten bereitete die Streuung an Blenden. Sie erzeugt sowohl ein Energiekontinuum, als auch ein breites Spektrum an Ladungszuständen. Aus diesem Kontinuum blendet der 70° Ablenkmagnet alle Ionen gleicher magnetischer Steifigkeit $m \cdot E/q^2 = \text{const.}$ aus. Man erhält im Bildpunkt des Magneten ein Spektrum diskreter Linien, wobei die Linie mit der höchsten Energie dem gesuchten Ladungszustand entspricht

(Abb. 7). Mit Hilfe eines Halbleiterzählers mit guter Energieauflösung und eines Differentialdiskriminators konnte der jeweils interessierende Ladungszustand sauber von den durch Blendenstreuung erzeugten Linien getrennt werden.

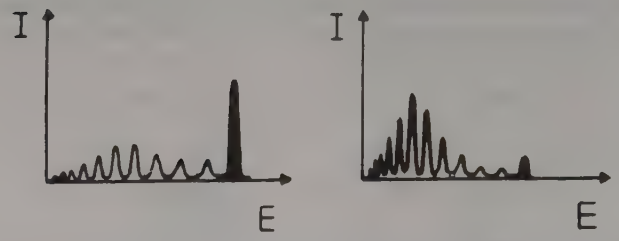


Abb. 7 Mit einem Halbleiterdetektor aufgenommenes Energiespektrum. Gezeigt wird die Intensität I als Funktion der Energie. Die 15 MeV Argonlinie ist schwarz eingezeichnet (links Ar^{13+}, rechts Ar^{14+}). Der Ladungszustand der Ionen fällt mit abnehmender Energie um eine Einheit pro Linie

Ein Schaltbild der Meßelektronik zeigt Abbildung 8. Die Schaltung zerfällt in einen Analog- und einen Digitalkreis.
Im Analogkreis erfolgt die Steuerung und Messung der Spannung am Ablenkkondensator. Sie wird erzeugt mit einem regelbaren Hochspannungsnetzgerät, das von einem Sägezahnoszillator mit einer Frequenz von 0.1 Hz gesteuert wird. Um die Winkelverteilungen symmetrisch messen zu können, wird die andere Elektrode des Ablenkkondensators auf eine Spannung vorgespannt, die etwa der Mitte des Regelbereichs des steuerbaren Netzgerätes entspricht. Zur Spannungsmessung wird die Spannung am Ablenker im Verhältnis 500:1 heruntergesetzt und über einen DC-Verstärker und ein lineares Tor auf den Impulseingang eines Vielkanalanalysators gegeben. Die am Tor anliegende Gleich-

spannung ist also der Spannung am Ablenkkondensator und damit dem Streuwinkel proportional. Zu Eichzwecken wird die Spannung mit einem Präzisionsspannungsteiler und einem Präzisionsvoltmeter gemessen.

Der Digitalkreis dient der Messung der Strahlintensität.

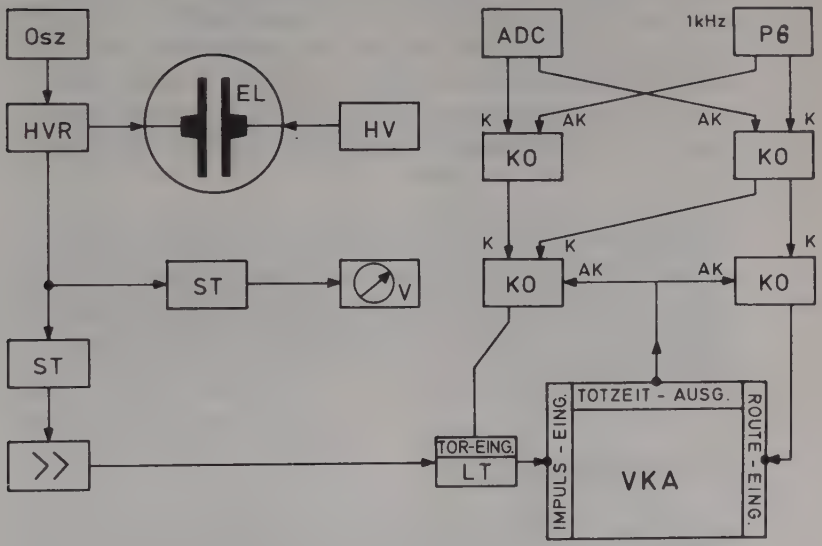


Abb. 8 Schaltbild zur Messung der Strahlintensität

Zeichenerklärung

Osz : Sägezahn-Oszillator
HV : Hochspannungsnetzgerät
HVR : Regelbares Hochspannungsnetzgerät
EL : Elektrostatischer Ablenker
ST : Spannungsteiler
V : Voltmeter
>> : DC-Verstärker
ADC : Analog-Digital-Wandler
KO : Koinzidenz/Antiko. Einheit
PG : Pulsgenerator
LT : Lineares Tor
VKA : Vielkanalanalysator

Vom Analogausgang des Pico-Amperemeters wird eine Spannung abgenommen, die in einem Analog-Digital-Wandler in eine Impulsfolge umgesetzt wird. Die Frequenz der Impulsfolge ist der Strahlintensität proportional. Diese Impulse öffnen das lineare Tor. Der Vielkanalanalysator mißt also Impulse, deren Amplitude proportional zum Ablenkwinkel der Teilchen im Kondensator ist und deren Frequenz proportional zur Intensität der Ionen ist. Um auf eine einheitliche Meßzeit und auf die Totzeit des Vielkanalanalysators korrigieren zu können, werden in einen zweiten Bereich des Analysators die Impulse eines Pulsgenerators mit fester Frequenz gezählt. Als Amplitude dient das gleicheSignal wie bei der Strommessung. Eine Koinzidenz-Anti koinzidenzschaltung verhindert eventuelles Fehlrouting. Über diese Schaltung geht auch die Totzeitinformation ein. Durch Division des "Stromspektrums" durch das "Zeitspektrum" erhält man die Winkelverteilung der Ionen.

Die gemessenen Spektren werden an einen Prozeßrechner übertragen und dort werden mit einem Programm die Halbwertsbreiten der Winkelverteilungen ermittelt. Dabei wird die Halbwertsbreite des ungestörten Strahls (Targedicke = 0) quadratisch von der gemessenen Halbwertsbreite subtrahiert.

2.5 Fehlerabschätzung

Für den Fehler der Targetdicke gilt nach Gleichung (2.1):

$$\Delta \pi = \left\{ \sum_i \left((\Delta p_i \cdot \ell_i)^2 + (\Delta \ell_i \cdot p_i)^2 \right) \right\}^{1/2} \qquad (2.5)$$

Er wird im wesentlichen bestimmt durch den Fehler in der Bestimmung des Druckes p_0 und der effektivenLänge der innersten Kammer l_0.

Der Fehler Δp_0 setzt sich zusammen aus einem absoluten Anteil von etwa $\pm$ 0.5 mTorr sowie einem relativen Anteil von 0.5%. Bei sehr kleinen Drucken wird der Fehler der Targetdicke sehr groß (50% bei p_0 = 1 mTorr). Bei größeren Targetdicken ($p_0 > 50$ mTorr) überwiegt

die Unsicherheit in der Bestimmung der effektiven Targetlänge ($\Delta l_0/l_0 \approx 7{,}5\%$). Insgesamt kann für Drucke $p_0 > 10$ mTorr der realtive Fehler der Targetdicke zu $\Delta\pi/\pi \approx 10\%$ abgeschätzt werden.

Der Fehler für den Ablenkwinkel β ergibt sich nach (2.3) und (2.4) als Summe der Quadrate der Fehler der einzelnen Meßgrößen.

$$\left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)^2 = \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 + \left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2 + \left(\frac{\Delta F_s}{F_s}\right)^2 + \left(\frac{\Delta d}{d}\right)^2 + \left(\frac{\Delta F_u}{F_u}\right)^2 \quad (2.6)$$

Als Fehler für den Streuwinkel α erhält man nach (2.2)

$$\left(\frac{\Delta\alpha}{\alpha}\right)^2 = \left(\frac{\Delta\beta}{\beta}\right)^2 + \left(\frac{a}{a+b}\right)^2 \cdot \left(\left(\frac{\Delta a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\Delta b}{b}\right)^2\right) \quad (2.7)$$

In Tabelle 2 sind die Werte bzw. Wertbereiche der einzelnen Meßgrößen, ihre absoluten sowie ihre relativen Fehler angegeben. Als Fehler für die Spannung wurde hier die Nichtliniarität der Eichung F_u des Vielkanalanalysators in Spannungswerte genommen. Die Unsicherheit in der Bestimmung der zu einem bestimmten Winkel gehörenden Kanalwertes soll bei der Berechnung des Fehlers der Halbwertsbreite berücksichtigt werden.

Tabelle 2. Aufgeführt sind die bei der Berechnung des Streuwinkels auftretenden Größen sowie ihre absoluten und relativen Fehler.

Meßgröße	Absolutwert	Absol. Fehler	Rel. Fehler(%)
E	15. MeV	0.3 MeV	2.0
l	100 mm	0.25 mm	0.25
F_s	1.15	0.05	4.3
d	(10-15)mm	0.25 mm	2.0
F_u	7.4 V/Kanal	0.26 V/Kanal	3.5
a	44.8 cm	1.5 cm	3.3
b	245 cm	2.0 cm	0.8

Als Unsicherheit in der Bestimmung der Länge a ist hier einfach die halbe Targetlänge angenommen worden. Man erhält für den relativen Fehler des Streuwinkels:

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} \approx 6.5\ \%$$

Die Halbwertsbreite $\alpha_{1/2}$ ergibt sich als quadratische Differenz der gemessenen Halbwertsbreite $\alpha_{1/2f}$ und der Breite des ungestörten Strahls $\alpha_{1/2i}$.

$$\alpha_{1/2} = \left\{ \alpha_{1/2f}^2 - \alpha_{1/2i}^2 \right\}^{1/2} \qquad (2.8)$$

$$\text{mit } \alpha_{1/2\,x} = K_{1/2\,x} \cdot \left(\frac{b}{a+b}\right) \cdot \frac{q \cdot F_u}{2E} \cdot \frac{\ell \cdot F_s}{d}$$

Dabei ist $K_{1/2x}$ die Halbwertsbreite der Verteilung in Kanälen und F_u der Eichfaktor. Für den Fehler der Halbwertsbreite erhält man:

$$\frac{\Delta\alpha_{1/2}}{\alpha_{1/2}} = \left[\left(\frac{\alpha_{1/2f}}{\alpha_{1/2}}\right)^4 \cdot \left(\left(\frac{\Delta k_{1/2}}{k_{1/2f}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\alpha}{\alpha}\right)^2 \right) + \left(\frac{\alpha_{1/2i}}{\alpha_{1/2}}\right)^4 \left(\left(\frac{\Delta k_{1/2}}{k_{1/2i}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\alpha}{\alpha}\right)^2 \right) \right]^{1/2}$$

Wie man sieht, steigt dieser Fehler für kleine Halbwertsbreiten stark an. Mit $\Delta K = \pm 2$ Kanäle erhält man je nach Halbwertsbreite für $\frac{\Delta\alpha_{1/2}}{\alpha_{1/2}}$ Werte zwischen 7,5% und 11%. Für sehr breite Streuverteilungen (bei großen Targetdicken) reichte der Regelbereich des steuerbaren Hochspannungsnetzgerätes nicht aus, um vollständige symmetrische Verteilungen zu messen. In solchen Fällen konnte nur eine Hälfte der Winkelverteilung gemessen werden. Der Fehler der Bestimmung der Halbwertsbreite wird dann noch vergörßert durch die Unsicherheit in der Bestimmung der OGrad Richtung.

Ein systematischer Fehler ergibt sich noch durch die endliche Schlitzbreite. Bei sehr kleinen Halbwertsbreiten bedeutet dies, daß zu große Werte ermittelt werden. Eine numerische Abschätzung ergab, daß dieser Fehler kleiner als 5% ist für Halbwertsbreiten, die größer als 0.6 mrad sind und kleiner als 1% für $\alpha_{1/2} > 1.24$mrad.

3. Experimentelle Ergebnisse

Bei den experimentellen Untersuchungen dieser Arbeit ist zunächst zu unterscheiden zwischen Experimenten zur Vielfachstreuung und der Untersuchung von Einzelstoßprozessen.

Die Ergebnisse der Experimente zur Vielfachstreuung werden in den ersten beiden Abschnitten dieses Kapitels beschrieben. Der erste Abschnitt befaßt sich mit Experimenten bei Targetdicken in der Nähe und oberhalb einer Dicke, bei der sich die Ladungsverteilung im Gleichgewicht befindet. Untersucht werden die intensitätsreichsten Ladungszustände, d.h. solche die sich in der Nähe des Schwerpunktes der Ladungsverteilung befinden. Diese Untersuchungen sind von besonderem Interesse für die Probleme der Beschleunigertechnologie und Detektorentwicklung. Die Abhängigkeit der Winkelverteilungen für Vielfachstreuung vom resultierenden Ladungszustand wird im zweiten Abschnitt untersucht. Hier sind extrem hohe Ladungszustände von besonderem Interesse, da sie mögliche Einflüsse von Umladungsprozessen auf die Winkelverteilung am deutlichsten zeigen sollten.

Im letzten Abschnitt dieses Kapitels werden die Ergebnisse der Einzelstoßexperimente wiedergegeben. Sie sind von besonderem physikalischen Interesse, weil hier der Einfluß der Umladungsprozesse auf den einzelnen Streuvorgang eingehend studiert werden kann. Wegen der relativ hohen Wirkungsquerschnitte für hohe Ladungszustände bei großen Streuwinkeln erscheinen solche Messungen auch unter dem Blickwinkel der Beschleunigertechnologie interessant (ALT 75).

3.1 Winkelstreuung bei Targetdicken in der Nähe und oberhalb der Gleichgewichtstargetdicke für Ladungszustände nahe dem Ladungsschwerpunkt

Um einen Überblick über das für das Beschleunigerprojekt VICKSI interessierende Gebiet zu erhalten, wurden zwei Projektile aus dem mittleren und oberen Massenbereich ausgewählt, den die Beschleuniger-

anlage später einmal überstreichen soll. Die Experimente wurden bei einer Energie von 15 MeV durchgeführt, was in etwa der späteren Einschußenergie ins Zyklotron entspricht. Wegen der verhältnismäßig guten Ausbeute der Ionenquelle wurden Ne und Ar als Projektile ausgesucht. Um den Einfluß des Targetmaterials zu untersuchen - dies betrifft vor allem die Messungen von Ladungsverteilungen (WUE 75) - wurden verschieden schwere Targets, nämlich He, N_2 und Ar ausgewählt. Durch die Hinzunahme von SF_6 als Targetgas sollte die Verwendung eines höher-molekularen Gases als Targetmaterial erprobt werden. SF_6 findet als Druckgas im Van de Graaf Beschleuniger des HMI Verwendung und war deshalb in ausreichendem Maße kurzfristig verfügbar. Eine Übersicht über die gemessenen Target-Projektilkombinationen, den gemessenen Targetdickenbereich sowie die Gleichgewichtstargetdicke und die Halbwertsbreiten der Winkelverteilungen bei dieser Dicke gibt Tabelle 3.

Weiter angegeben sind noch die gemessenen Ladungszustände sowie der mittlere Ladungszustand $\bar{q}$. Eine Gesamtübersicht über die Meßergebnisse zeigt Abb. 9.

Tabelle 3 Übersicht über die gemessenen Target-Projektilkombinationen. $\bar{q}$ ist der mittlere Gleichgewichtsladungszustand bei 15 MeV, π_{min}-π_{max} gibt den überstrichenen Targetdickenbereich wieder, π_{Equi} ist eine untere Abschätzung der Gleichgewichtstargetdicke, ϑ_{FWHM} die Halbwertsbreite der Winkelverteilung bei dieser Dicke. Alle mit (*) gekennzeichneten Werte sind extrapolierte Werte.

Projektil	Target	q	$\bar{q}$	π_{min}-π_{max} [µg/cm²]	π_{Equi} [µg/cm²]	FWHM (ϑ_{Equi}) [mrad]
Ar	Ar	6-9	7.57	9,5-32.0	6.5	1.5 *
	SF_6	7,8	7.08	1.5-35.0	4.0	1.0
	N_2	7	7.22	2.1-22.5	3.5	0.9
	He	7	7.1*	1.1-5.3	9*	1.5*
Ne	Ar	6-8	6.9*	1.1-32.5	6.5*	0.8
	SF_6	6	6.48	1.5-36.5	4.0	0.6
	N_2	7,8	6.74	2.5-24.0	3.5	0.6
	He	6	6.48	1.2-8.6	9.0	0.8

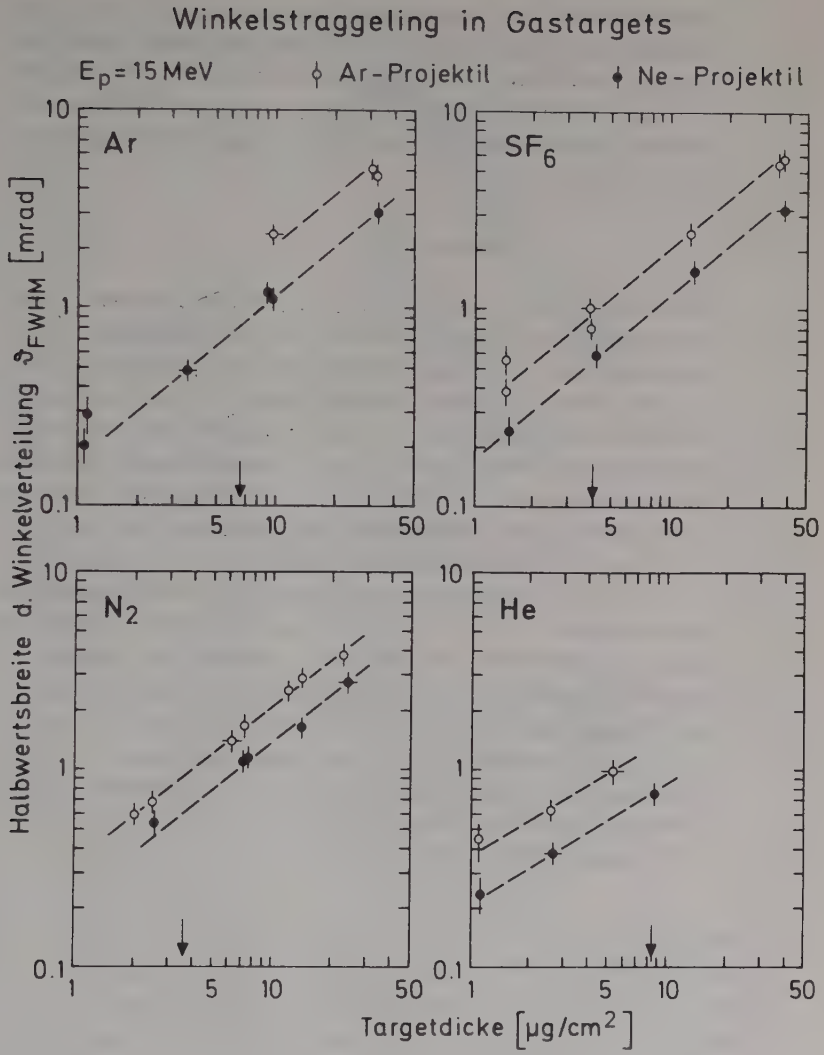


Abb. 9 Halbwertsbreiten der gemessenen Winkelverteilungen als Funktion der Targetdicke π. Die gestrichelten Linien dienen nur der Verdeutlichung, sind nicht das Ergebnis einer Rechnung. Die Pfeile zeigen die untere Grenze für die Gleichgewichtsdicke an.

Aufgetragen ist die Halbwertsbreite der Winkelverteilungen ϑ_{FWHM} als Funktion der Targetdicke π. Wie man sehen kann, liegen die Halbwertsbreiten bei Gleichgewichtsdicke zwischen 1 und 1,5 mrad für Argon als Projektil und zwischen 0.6 und 1 mrad für Neon. Zur Verdeutlichung wurden die Meßwerte in Abbildung 9 durch Geraden verbunden, die der Beziehung

$$\vartheta_{FWHM} = \pi^{n}$$

entsprechen. Die Steigung dieser Geraden ergibt einen Wert von $n \approx 0.8$ für Ar, N_2 und SF_6 Targets und $n \approx 0.6$ für He. Abbildung 10 zeigt ein typisches Beispiel solcher gemessenen Winkelverteilungen. Es handelt sich um 15 MeV Ne^{3+} Ionen nach Passieren eines Stickstofftargets für verschiedene Targetdicken. Aufgetragen ist die Intensität des Strahls in willkürlichen Einheiten über dem Streuwinkel. Kurve (a) ist die Verteilung des ungestörten einfallenden Strahls (Targetdicke = 0). Die Kurven (b), (c) und (d) zeigen die Winkelverteilungen 8-fach geladener Ne-Ionen nach Targets von 2.5, 7.25 und 24.0 μg/cm² Dicke. Die eingezeichneten durchgehenden Linien sind Gaußverteilungen, angepaßt im Maximum und in der Halbwertsbreite der Verteilung. Wie deutlich erkennbar ist, werden die Ergebnisse durch die Gaußverteilungen nur in der Nähe des Maximums gut beschrieben. Bei großen Streuwinkeln ist die Intensität der gemessenen Verteilungen wesentlich größer, als bei einer Gaußverteilung zu erwarten ist. Dieser Effekt nimmt mit zunehmender Targetdicke geringfügig ab. Er ist charakteristisch für alle gemessenen Verteilungen.

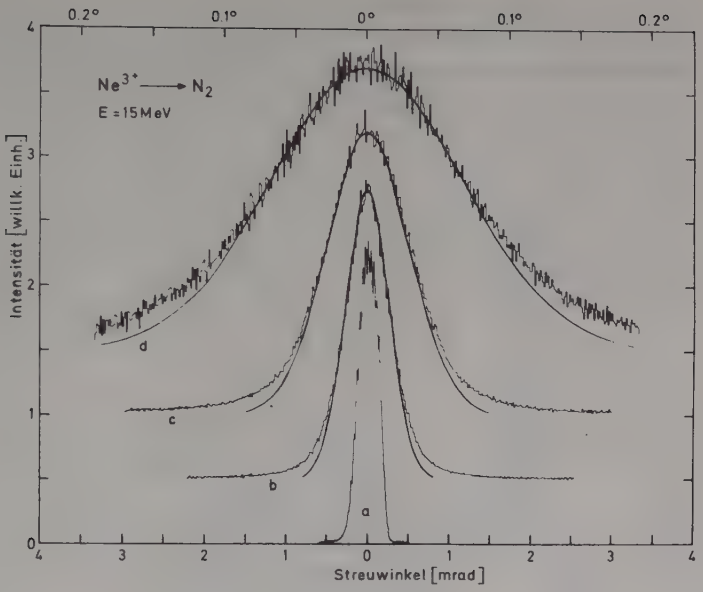


Abb. 10 Winkelverteilungen von 15 MeV Ne^{3+} und Ne^{8+} Ionen nach Passieren von Stickstofftargets verschiedener Dicke. (a) $q = 3^+$ $\pi = 0.0$; (b) $q = 8^+$ $\pi = 2.5\,\mu g/cm^2$; (c) $q = 8^+$ $\pi = 7.25\,\mu g/cm^2$; (d) $q = 8^+$ $\pi = 24.\,\mu g/cm^2$.

3.2 Winkelstreuung für hohe Ladungszustände

Für Ionen, deren Ladungszustand wesentlich größer als der mittlere Ladungszustand $\bar{q}$ ist, haben wir deutlich breitere Winkelverteilungen gemessen, als im vorhergehenden Abschnitt beschrieben. Diese Abweichung nimmt mit zunehmender Targetdicke ab. Sie ist jedoch noch bei Targetdicken oberhalb der Gleichgewichtstargetdicke deutlich vorhanden. Abbildung 11 demonstriert dieses Ergebnis. Gezeigt werden die Halbwertsbreiten von 15 MeV Ar-Ionen nach Passieren eines

Stickstofftargets für die Ladungszustände 7^+, 12^+ und 13^+. Die gestrichelte und strichpunktierte Linie dienen nur der Verdeutlichung. Man kann der Abbildung entnehmen, daß bei einer Targetdicke von 5 μg/cm² die Winkelverteilung für den Ladungszustand 13^+ um etwa

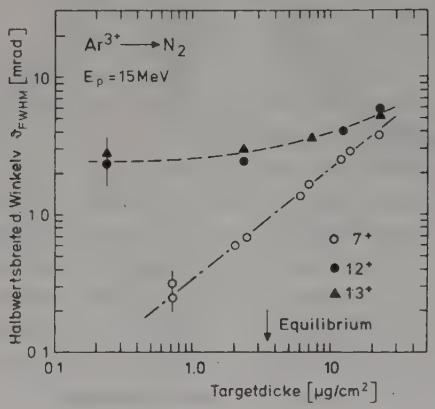


Abb. 11 Halbwertsbreiten der Winkelverteilungen von 15 MeV Ar-Ionen nach Passieren eines N_2-Targets als Funktion der Targetdicke für die Ladungszustände 7^+, 12^+ und 13^+. Die eingezeichneten Linien dienen der Verdeutlichung des Kurvenverlaufs.

einen Faktor 3 breiter ist, als die des 7^+. Der Anteil des 7^+ Ladungszustandes an der Ladungsverteilung beträgt bei dieser Targetdicke 35% gegenüber 0.04% für den 13^+ Zustand. Bei etwa 30 μg/cm² Targetdicke haben die Winkelverteilungen beider Ladungszustände die gleiche Halbwertsbreite. Dieser Effekt konnte auch bei anderen Target-Projektil-Kombinationen nachgewiesen werden. Wegen des geringen Anteils der hohen Ladungszustände an der Ladungsverteilung beeinflußt er jedoch die Winkelverteilung des gesamten Strahls kaum.

3.3 Winkelverteilungen bei sehr dünnen Targets

Wir haben für zahlreiche Target-Projektil-Kombinationen auch Winkelverteilungen für sehr dünne Targets gemessen. Die Bedingung, daß nur Einzelstöße stattfinden, kann anhand der Abhängigkeit der Ladungsverteilung von der Targetdicke überprüft werden. Für Einzelstoßbedingungen gilt nämlich, daß die Intensitäten der einzelnen Ladungszustände proportional zum Druck wachsen. Diese Beziehung war für alle folgenden Beispiele erfüllt. Zusätzlich wurde noch darauf geachtet, daß die Form der Winkelverteilungen unabhängig vom Druck war.

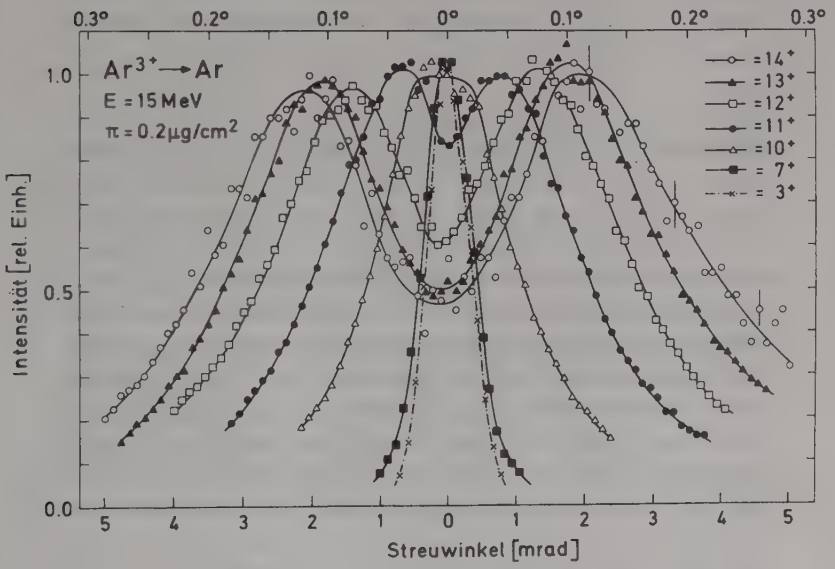


Abb. 12 Winkelverteilungen von 15 MeV Ar-Ionen nach dem Durchgang durch ein sehr dünnes Ar-Target. Die Meßpunkte wurden zur Verdeutlichung durch ausgezogene Linien verbunden.

Abbildung 12 zeigt die Winkelverteilungen für 15 MeV Ar→Ar bei Einzelstoßbedingungen. Die maximalen Intensitäten der einzelnen Verteilungen sind relativ zueinander normiert. Gezeigt werden die Verteilungen für die Ladungszustände 7^+ und 10^+ - 14^+. Als strichpunktierte Linie ist die Verteilung des einfallenden Strahls eingezeichnet. Die Streuverteilungen für die hohen Ladungszustände sind wesentlich breiter als die des 7^+. Sie haben ein Minimum bei 0° (mit Ausnahme des 10^+) und ein Maximum bei 1-3 mrad. Der Winkel, bei dem dieses Maximum auftritt, wächst mit steigendem Ladungszustand. Für den 10^+ Zustand ist der Winkel so klein, daß sich kein Minimum mehr ausbildet, die Winkelverteilung hat ein Plateau bei 0 Grad. Das Auftreten des 0-Grad Minimum, der sog. "hollow beam effect" ist bereits auch von anderen Autoren beobachtet worden (RYD 71, ALT 75). Er bedeutet, daß jeder Ladungszustand vorzugsweise bei einem bestimmten Stoßparameter erzeugt wird.

Abbildung 13 zeigt eine solche Winkelverteilung für das Stoßsystem Argon auf Krypton. Auch hier kann man wieder ein Minimum bei 0 Grad erkennen. Der Winkel, bei dem die Maxima auftreten, wächst wieder mit steigendem Ladungszustand. Einige Beispiele mit Neon-Projektilen zeigt Abbildung 14. Auffallend ist, daß diese Verteilungen nur etwa halb so breit sind wie in Abb. 12 und 13. Die unterschiedliche Höhe der Maxima bei den Winkelverteilungen für Ne→Ar kommt durch ungenaue Einstellung des 70°-Ablenkmagneten zustande. Die Einstellung des richtigen Magnetfeldes war wegen der geringen Intensitäten der hohen Ladungszustände etwas schwierig. Weiter auffallend an den in Abbildung 14 gezeigten Verteilungen ist die unterschiedliche Tiefe des Minimums bei 0°, d.h. die unterschiedliche Form der Winkelverteilungen für die verschiedenen Stoßsysteme.

Zusammenfassend kann man sagen, daß mit zunehmenden Kernladungen der beteiligten Stoßpartner sowohl der Winkel größer wird, bei dem die Verteilung ihr Maximum hat, als auch die Gesamtbreite der Winkelverteilung.

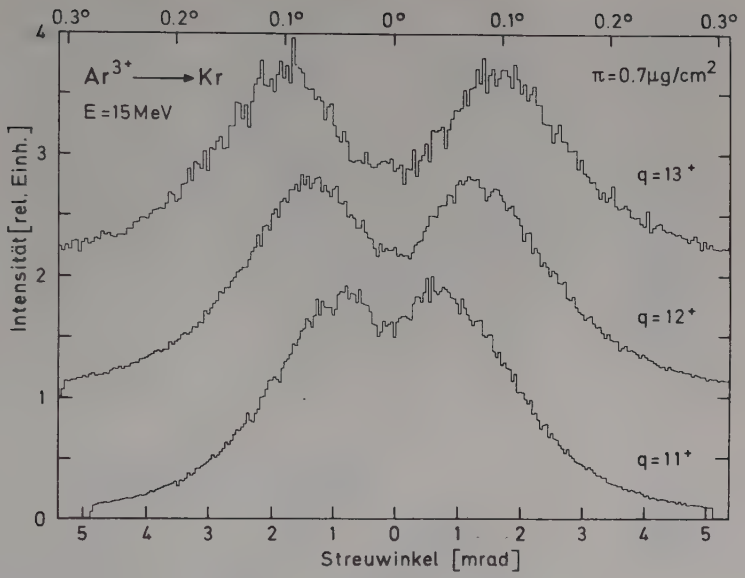


Abb. 13 Winkelverteilungen bei Einzelstoßbedingungen für Ar→Kr.

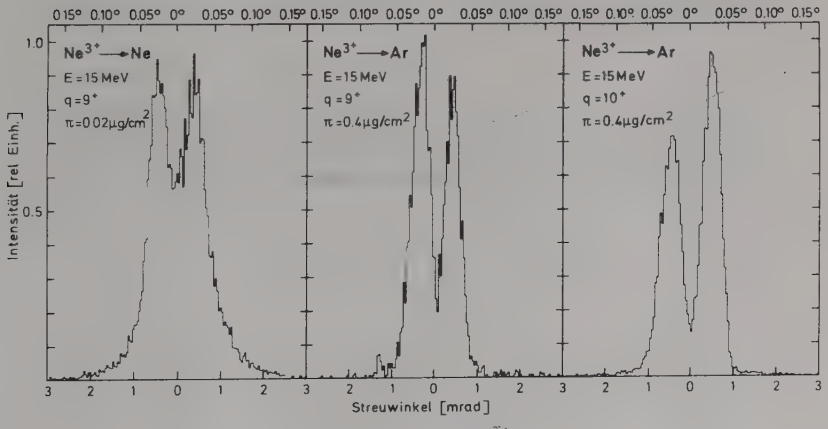


Abb. 14 Winkelverteilungen bei Einzelstoßbedingungen für Ne→Ne und Ne→Ar.

Beim Übergang von der Einzelstoßbedingung zur Vielfachstreuung wächst das Minimum bei 0 Grad mit zunehmender Targetdicke immer stärker zu, bis bei großen Targetdicken die Form der Winkelverteilungen der hohen Ladungszustände der der kleineren gleicht. Dies wird am Beispiel Ar → SF_6 in Abbildung 15 demonstriert. Es ergänzt die in Abschnitt 3.2 beschriebenen Beobachtungen (s. Abb. 11). Zu beachten ist bei Abb. 15, daß die Targetdicken für die einzelnen Verteilungen nicht äquidistant sind, während der Vereinfachung halber die Abstände in der graphischen Darstellung gleich gewählt wurden.

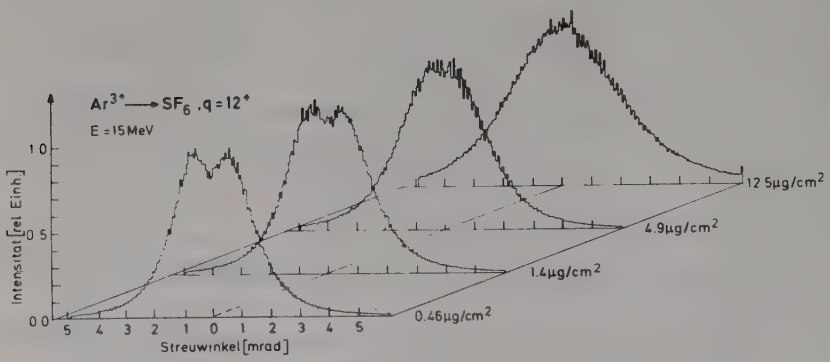


Abb. 15 Winkelverteilungen für 15 MeV Ar → SF_6 für den Ladungszustand 12^+ als Funktion der Targetdicke.

4. Theoretische Beschreibung der Vielfachstreuung

Man findet in der Literatur zahlreiche Arbeiten zur Beschreibung der Vielfachstreuung. Molière (MOL 48) veröffentlichte 1948 eine sehr ausführliche Arbeit, in der er die Winkelverteilung für Vielfachstreuung aus dem Wirkungsquerschnitt für den Einzelstreuprozeß herleitet. Das dabei angewandte mathematische Verfahren findet sich in ähnlicher Form in allen späteren theoretischen Arbeiten zur Vielfachstreuung wieder (z.B. MEY 71, SIW 74) und basiert auf Arbeiten von G. Wentzel und W. Bothe (WEN 22, BOT 21) zum "allgemeinen Fehlergesetz". Der wesentliche Unterschied zwischen den verschiedenen Arbeiten zur Vielfachstreuung liegt im Ansatz für den Einzelstreuquerschnitt.

4.1 Einzelstreuquerschnitte

Molière (MOL 47) benutzt für die Ableitung des Einzelstreuquerschnittes die quantenmechanische Methode der Born'schen Näherung, bei der das streuende Feld als Störung betrachtet wird. Kriterium für die Anwendbarkeit solcher Rechnungen ist, daß die de Broglie-Wellenlänge $\lambda\!\!\!^{-} = \frac{\hbar}{p}$ groß ist gegen den Kollisionsradius

$$b = Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2 \cdot \left(\frac{m_1 + m_2}{m_2}\right) \cdot \frac{1}{E}$$

D.h.

$$\alpha = \frac{b}{\lambda\!\!\!^{-}} \approx \frac{Z_1 \cdot Z_2}{137\,\beta} < 1 \qquad (4.1)$$

β bedeutet dabei die Geschwindigkeit der einfallenden Teilchens in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit, Z_1 und Z_2 die Kernladungszahlen, m_1 und m_2 die Massen des einfallenden bzw. des Targetteilchens. Diese Beziehung, die man auch in der Form

$$A_1 \cdot Z_1^2 \cdot Z_2^2 \times 25 < E_{Lab}\,(keV) \qquad (4.1')$$

schreiben kann, ist am besten für leichte schnelle Teilchen erfüllt. Die Molièr'sche Theorie eignet sich deshalb auch gut zur Beschreibung der Vielfachstreuung hochenergetischer Elektronen

oder Protonen (s. z.B. HUN 72).

Für den in dieser Arbeit untersuchten Massen- und Energiebereich gilt jedoch stets: $\alpha > 1$. So ist z.B. für die leichtesten Stoßpartner Ne → He $\alpha = 3.65$ und für die schwersten Ar → Ar $\alpha = 84$. Um den Bereich $\alpha > 1$ beschreiben zu könenn, verwendet Molière eine Extrapolation zwischen klassischem ($\alpha \gg 1$) und quantenmechanischem ($\alpha \ll 1$) Grenzfall.

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta} = \frac{2\pi b^2 \vartheta}{(\vartheta_a^2 + \vartheta^2)^2} \qquad (4.2a)$$

wobei der Abschirmwinkel ϑ_a wie folgt definiert ist:

$$\vartheta_a^2 = \frac{\lambda^2}{a^2}\left(1.13 + 3.76\,\alpha^2\right) \qquad (4.2b)$$

Die Einführung des Winkels ϑ_a bedeutet, daß für Streuwinkel $\vartheta \leq \vartheta_a$ der Wirkungsquerschnitt gegenüber dem Rutherfordquerschnitt unterdrückt und somit der Einfluß der Abschirmung berücksichtigt wird.

Für kleine Streuwinkel liefert die Näherung (4.2) jedoch zu kleine Werte, wie man leicht zeigen kann. Eine Zusammenfassung der Molièr'schen Streutheorie und verschiedener Modifikationen wird von W.T. Scott gegeben (SCO 63).

In einer neueren Arbeit von L. Meyer (MEY 71) werden für die Beschreibung der Vielfachstreuung im Bereich $\alpha > 1$ Wirkungsquerschnitte benutzt, die mit klassischen Methoden berechnet wurden. Ausgangspunkt der Berechnungen, die von Lindhard und Mitarbeitern (LIN 68) durchgeführt wurden, ist ein abgeschirmtes Coulombpotential V(r) als Streufeld.

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \cdot \varphi(r/a) \qquad (4.3)$$

Dabei ist $\varphi(r/a)$ die Abschirmfunktion, für die in diesem Fall die Thomas-Fermi Funktion gewählt wurde. a ist die Abschirmlänge

$$a = \frac{a_0 \cdot 0.8853}{\sqrt{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}} \qquad \text{mit} \quad a_0 = 0.529 \cdot 10^{-8}\,\text{cm}$$

"Bohr'scher Radius"

Lindhard und Mitarbeiter haben gezeigt, daß der Streuquerschnitt $d\sigma/d\vartheta$, der vom Streuwinkel ϑ und der reduzeirten Energie $\varepsilon = a/b$ abhängt, in guter Näherung als Funktion einer einzigen Variablen $\eta = \varepsilon \cdot \sin(\vartheta/2)$ dargestellt werden kann. Sie erhalten für den differentiellen Streuquerschnitt die Form

$$\frac{d\sigma}{d\eta} = \pi a^2 \frac{f(\eta)}{\eta^2} \tag{4.4}$$

Für sehr große η geht dieser in den Rutherford-Streuquerschnitt über. Die Skalierungsfunktion $f(\eta)$ wird in Abbildung 16 für verschiedene Potentiale gezeigt. Weiter eingezeichnet ist $f(\eta)$ für

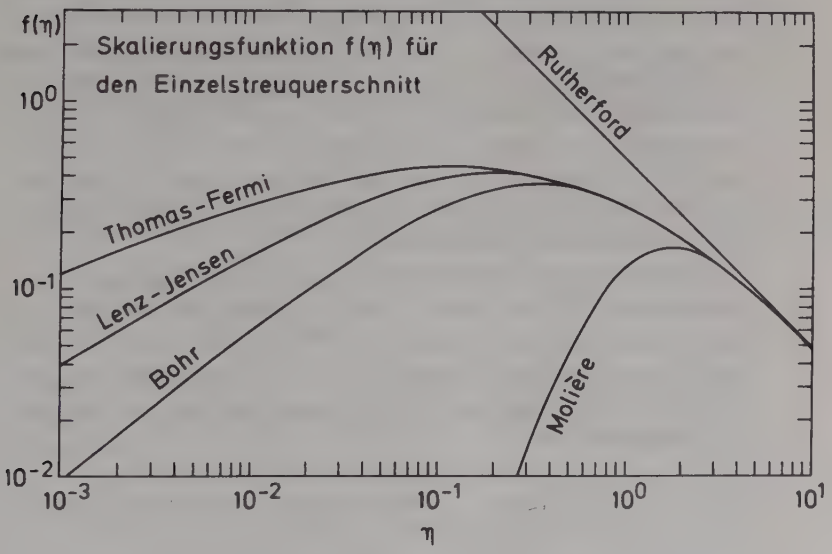


Abb. 16 Die Skalierungsfunktion $f(\eta)$ für den Streuquerschnitt als Funktion von η für verschiedene Streupotentiale.

Rutherford-Streuung sowie für den Moliêr'schen Streuquerschnitt im Fall $\alpha^2 \gg 1.13/3.76$ (Gleichung 4.2b). Man sieht deutlich,daß der Moliêr'sche Streuquerschnitt für kleine η , d.h. für kleine Energien und kleine Streuwinkel, von den anderen abweicht.

4.2 Vielfachstreuung

Bei der Ableitung der Vielfachstreuung gehen vier Voraussetzungen wesentlich ein:

(1) Eine homogene, aber zufällige räumliche Anordnung der Streuzentren
(2) Binäre Stöße mit azimutaler Symmetrie
(3) Vernachlässigung des Energieverlustes
(4) Kleine Streuwinkel

Voraussetzung (1) bedeutet, daß nur inkohärente Streuung betrachtet wird, Channeling oder andere Effekte, die von der Targetstruktur abhängen, werden nicht in Betracht gezogen. Die Vernachlässigung des Energieverlustes (3) bedeutet, daß der Wirkungsquerschnitt über alle Streuprozesse konstant ist (unabhängig von der Energie). Die Voraussetzung (4) erlaubt es, daß zwischen der Wegstrecke, die das Ion im Target zurücklegt und der Dicke des Targets in Richtung des Strahls nicht unterschieden werden muß. Sie ermöglicht weiter einige mathematische Vereinfachungen.
Zur Ableitung der Vielfachstreuverteilung soll im Folgenden der Streuquerschnitt (4.4) benutzt werden. Da dieser für kleine η , d.h. kleine Streuwinkel singulär wird, schlägt Meyer vor (MEY 71), den Wirkungsbereich des Streuzentrums auf ein sphärisches Volumen von Radius r_0 zu beschränken. r_0 soll dabei etwa der halbe Abstand zum Nachbaratom sein.

$$r_0 = \frac{1}{2} N^{-1/3}$$ N = Anzahl der Atome/Einheitsvolumen

Das bedeutet, daß man einen minimalen Streuwinkel $\eta = \eta_0$ erhält, der durch die Gleichung

$$\sigma_{total} = \int_{\eta_0}^{\varepsilon} \frac{d\sigma}{d\eta}\, d\eta = \pi r_0^2$$

definiert ist. Für die Streuverteilung nach einem Stoß erhält man dann:

$$F_1(\vartheta) = \begin{cases} \frac{1}{\sigma_{total}} \cdot \frac{d\sigma}{d\omega} & \text{für } \eta \geq \eta_0 \\ 0 & \text{für } \eta < \eta_0 \end{cases} \qquad (4.5)$$

Die Streuverteilung der Ionen nach einer endlichen Anzahl von Stößen ist dann nach Wentzel (WEN 22) die Summe aller Beiträge von Teilchen, die im Target 1 mal, 2 mal, ... bis n mal gestreut wurden.

Man erhält für die Streuverteilung nach dem 2. Stoß:

$$F_2(\vartheta) = \int_0^{\infty}\int_0^{2\pi} F_1(\vartheta-\chi)\cdot F_1(\chi)\, d\omega_\chi \qquad (4.6)$$

Dies ist das Faltungsintegral der Verteilung für einen Stoß mit der Ablenkung χ mit der Verteilung für einen Stoß mit der Restablenkung $(\vartheta-\chi)$.

Integriert wird dabei über den zum Winkel χ gehörenden Raumwinkel $d\omega_\chi$. Für die Streuverteilung nach n Stößen erhält man analog:

$$F_n(\vartheta) = \int_0^{\infty}\int_0^{2\pi} F_{n-1}(\vartheta-\chi)\cdot F_1(\chi)\cdot d\omega_\chi \qquad (4.7)$$

Wegen der Zylindersymmetrie kann man jetzt die Verteilungen F_n in Form von Integralen über die Besselfunktion nullter Ordnung $J_0(xy)$ ansetzen.

$$F_1(\vartheta) = \int_0^{\infty} \sigma_1(y)\cdot J_0(\vartheta,y)\, y\, dy \qquad (4.8)$$

Unter Ausnutzung der Eigenschaften von Faltungsintegralen über solche Funktionen (s. MOL 48) erhält man dann

$$F_n(\vartheta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty [G_1(y)]^n J_0(\vartheta y)\, y\, dy \qquad (4.9)$$

und durch Fouriertransformation von (4.8)

$$G_1(y) = 2\pi \int_0^\infty F_1(x) \cdot J_0(yx) \cdot x \cdot dx \qquad (4.10)$$

Damit ist die Berechnung der Vielfachstreuverteilung auf die Einzelstreuverteilung $F_1(\vartheta)$ zurückgeführt. Die Formeln (4.9) und (4.10) entsprechen im wesentlichen der Streuformel von Bothe (BOT 21).

Durch Einsetzen der Streuverteilung (4.5) und des Streuquerschnittes (4.4), die Einführung von reduzierten Koordinaten $\tilde{\vartheta}$ und τ für den Streuwinkel und die Targetdicke sowie einigen mathematischen Umformungen gelangt man (MEY 71) schließlich zur endgültigen Formel für die Streuverteilung

$$(4.11) \quad F_n(\tilde{\vartheta}) = \frac{\varepsilon^2}{8\pi} \left(\frac{m_1+m_2}{m_2}\right) \cdot \left[f_1(\tilde{\vartheta},\tau) - \left(\frac{a}{r_0}\right)^2 \cdot f_2(\tilde{\vartheta},\tau) \right]$$

Die Einführung der reduzierten Targetdicke

$$\tau = \pi \cdot a^2 \cdot N \cdot t \qquad t = \text{Targetdicke}$$

bedeutet dabei eine Normierung auf den geometrischen Querschnitt des Targets πa^2 und die Dichte des Targets. Der reduzierte Streuwinkel

$$\tilde{\vartheta} = \frac{1}{2} \frac{a}{b} \cdot \frac{m_1+m_2}{m_2} \vartheta_{Lab}$$

enthält die Umrechnung vom Labor- ins Schwerpunktsystem sowie die Abhängigkeit des Streuwinkels von der Energie sowie den Massen und Kernladungszahlen der Stoßpartner.
Die Einführung dieser Koordination hat den Vorteil, daß sich alle experimentellen Ergebnisse für verschiedene Target- Projektil-Kom-

binationen und verschiedene Einschußenergien in einheitlicher Form darstellen und miteinander vergleichen lassen.

Die Funktionen f_1 und f_2 in Gleichung (4.11), die wie folgt definiert sind:

$$f_1(\tilde{\vartheta},\tau) = \int_0^\infty e^{-\tau\Delta(z)} \cdot J_0(\vartheta z)\cdot z \cdot dz$$

und

$$f_2(\tilde{\vartheta},\tau) = \frac{\tau}{2}\int_0^\infty e^{-\tau\Delta(z)} \cdot J_0(\vartheta z)\,\Delta^2(z)\cdot z \cdot dz$$

mit

$$\Delta(z) = \int_{\eta_0}^\infty \frac{f(\eta)}{\eta^2}\left[1 - J_0(z\eta)\right] d\eta$$

wurden von Meyer numerisch berechnet und in Tabellenform angegeben. Der zweite Term in (4.11) ist wegen seines Vorfaktors $(a/r_0)^2$ eine kleine Korrektur. Nimmt man für die Anzahl der Streuprozesse n keine feste Zahl, sondern ein Poisson-Verteilung an, so entfällt dieser Term (MEY 71). Die Ableitung der Streuverteilung aus einer Transportgleichung, wie sie von Sigmund und Winterbon dargestellt wird (SIW 74), führt ebenfalls nur auf die Funktion $f_1(\tilde{\vartheta},\tau)$. Da bei den vorliegenden Experimenten wegen der geringen Dichte des Gastargets die Größe a/r_0 stets sehr klein ist ($a/r_0 \approx 1 \cdot 10^{-3}$), kann der zweite Term in Gleichung (4.11) stets vernachlässigt werden.

Für die Halbwertsbreite der Winkelverteilungen erhält man ähnlich zu (4.11)

$$\tilde{\vartheta}_{1/2} = g_1(\tau) + \left(\frac{a}{r_0}\right)^2 g_2(\tau) \qquad (4.12)$$

wobei auch hier der zweite Term wieder eine kleine Korrektur ist. Die Halbwertsbreiten aller gemessenen Verteilungen sollten nach (4.12) auf einer einzigen Kurve liegen, die der Funktion $g_1(\tau)$ entspricht.

4.3 Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit der Theorie zur Vielfachstreuung

Die experimentellen Ergebnisse sind einerseits hinsichtlich der Halbwertsbreiten andererseits hinsichtlich der Form der Winkelverteilungen mit den theoretischen Rechnungen zur Vielfachstreuung zu vergleichen. Der Vergleich der Halbwertsbreiten, d.h. der Mittelwerte für den Streuwinkel, zeigt auf, ob die Wahl der reduzierten Koordination vernünftig ist. Es kann überprüft werden, ob die Abhängigkeit der Vielfachstreuung von der Projektilenergie, von der Targetdicke sowie von den Massen und Kernladungszahlen durch die Theorie richtig beschrieben wird. Abbildung 17 zeigt die Halbwertsbreiten der Winkelverteilungen $\Im_{1/2RMS}$ aufgetragen über der reduzierten Targetdicke $\tilde{\tau}$, beides in reduzierten Einheiten. Weiter eingezeichnet ist die theoretisch berechnete Halbwertsbreite nach Gleichung (4.12) für 3 verschiedene Potentiale. Die Kurve für den Thomas-Fermi Potential wurde der Arbeit von Meyer (MEY 71) entnommen, die für das Lenz-Jensen Potential einer Arbeit von Sigmund und Winterbo n (SIW 74) und schließlich die mit dem Bohr'schen Potential (exponentielle Abschirmung) berechnete Kurve stammt aus einer Arbeit von Höberg und Skoog (HOE 72). Neben den in dieser Arbeit gemessenen Halbwertsbreiten sind noch die Meßergebnisse aus einer Arbeit von G. Sidenius und N. Andersen (SIA 75) eingetragen. Es handelt sich dabei um Messungen der lateralen Verteilungen einer Vielzahl von Projektilen in Ar und N_2 Gastargets im Targetdickenbereich $0.4 < \tilde{\tau} < 15$ bei Projektilenergien von 20 - 180 KeV. Die Ergebnisse dieser Messungen wurden von Sidenius und Andersen mit Hilfe einer von Marwik und Sigmund (MAR 75) angegebenen Methode in Winkelverteilungen umgerechnet, so daß ein direkter Vergleich möglich ist. Wie man sehen kann, ist die Übereinstimmung aller experimentellen Ergebnisse recht gut. Angesichts der sehr unterschiedlichen Einschußenergien und des großen Projektil- und Targetmassenbereichs bedeutet dies, daß die durch die Wahl der reduzierten Koordinaten vorgenommene Skalierung gut funktioniert. Weiter kann man der Abbildung entnehmen, daß alle Meßergebnisse bis auf einige stark streuende

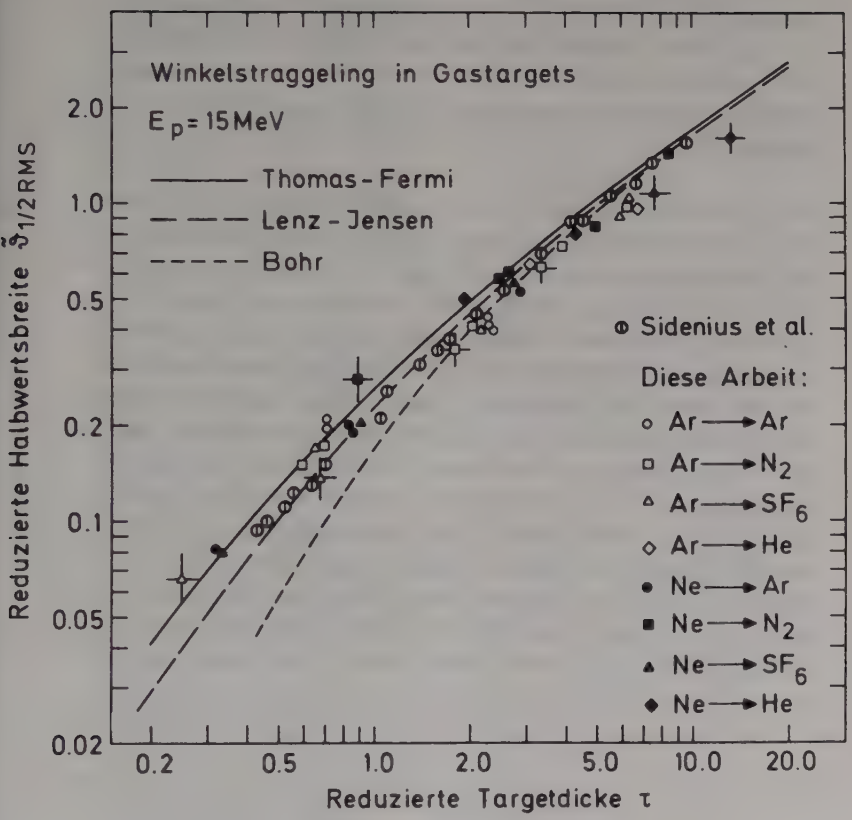


Abb. 17 Halbwertsbeiten der gemessenen Verteilungen als Funktion der Targetdicke in reduzierten Einheiten. Neben den Ergebnissen dieser Arbeit sind noch die Ergebnisse von Sidenius und Mitarbeitern (SIA 75) eingezeichnet. Daneben werden noch die Ergebnisse der theoretischen Rechnung für 3 verschiedene Potentiale gezeigt.

Werte etwas unterhalb der mit dem Thomas-Fermi Potential berechneten Kurve liegen. Das etwas stärker abgeschirmte Lenz-Jensen Potential beschreibt die Daten sehr gut, während die exponentielle Abschirmung, wie sie zuerst von Bohr vorgeschlagen wurde, gegenüber den Meßdaten zu kleine Werte liefert, vor allem bei kleinen Targetdicken.

Der Vergleich der Form der gemessenen Winkelverteilungen mit der theoretisch berechneten wird in den Abbildungen 18, 19 und 20 für drei sehr unterschiedliche Targetdicken $\tau = 0.85$, $\tau = 2.04$ und $\tau = 8.5$ gezeigt. Die Intensitäten der gezeigten Verteilungen sind in willkürlichen Einheiten aufgetragen und jeweils auf 1 normiert. Die Abbildungen zeigen neben den experimentellen Verteilungen, die mit dem Thomas-Fermi Potential (TF) und mit dem Lenz-Jensen Potential berechneten Streuverteilungen. Man kann deutlich sehen, daß die Form der gemessenen Verteilungen von der Theorie recht gut beschrieben werden. Eine Gaußverteilung liefert dagegen bei großen Streuwinkeln zu kleine Intensitäten, wie bereits in Abb. 10 in Kap. 3.1 zu sehen war. Auch aus den Abbildungen 18 bis 20 ist ersichtlich, daß das Lenz-Jensen Potential die Daten am besten beschreibt, bei großen reduzierten Targetdicken (Abb. 20) lassen sich die Ergebnisse für beide Potentiale kaum noch unterscheiden.

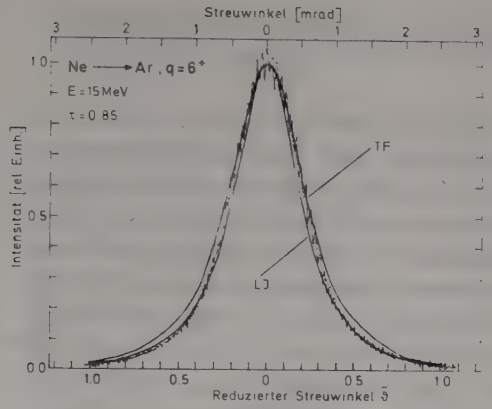


Abb. 18

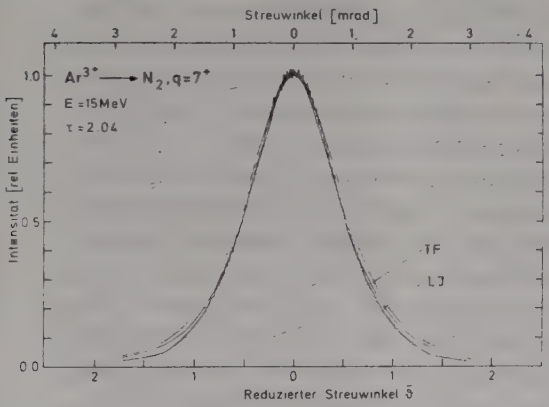


Abb. 19

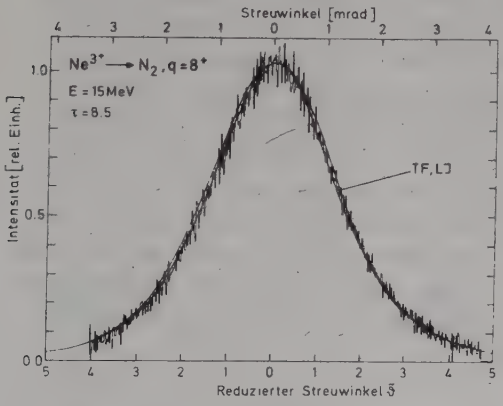


Abb. 20

Abb. 18, 19, 20 Vergleich der Form der gemessenen Winkelverteilungen für 3 verschiedene Targetdicken $\tau = 0.85$, $\tau = 2.04$, $\tau = 8.5$, für verschiedene Target-Projektil-Kombinationen mit den Rechnungen für das Thomas-Fermi (TF) und das Lenz-Jensen (LJ) Potential

5. Analyse und theoretische Beschreibung der Winkelstreuung für dünne Targets

Im Kapitel 3.3 wurden die Meßergebnisse für die Winkelstreuung bei Einzelstoßbedingungen beschrieben. Bevor diese nun genauer analysiert werden, sollen an dieser Stelle zunächst einige Überlegungen dazu beschrieben werden, welche physikalischen Prozesse sich bei einem solchen Ion-Atomstoß abspielen. Während eines solchen Stoßes kommen sich die beiden Stoßpartner sehr nahe, so daß sich ihre Elektronenhüllen weitgehend durchdringen. Die beim Stoß freigesetzte Energie bewirkt eine Anregung der Hüllen, die während oder nach dem Stoß zur Ionisation der beiden Stoßpartner führt. Je tiefer sich die beiden Hüllen durchdringen, desto stärker ist auch ihre Anregung. Die Umsetzung der Stoßenergie in Hüllenanregung kann nun auf zwei grundsätzlich verschiedene Arten erfolgen. Die Energie kann zum einen gleichmäßig auf alle, oder alle von der Druchdringung der Hüllen betroffenen Elektronen verteilt werden. Ein möglicher Mechanismus für einen solche Prozeß wären Stöße der einzelenn Elektronen gegeneinander, eine Art Reibung. Die global "aufgeheizten" Hüllen würden sich dann nach dem Stoß durch "Abdampfen" von Elektronen wieder abregen. Eine einem solchen Prozeß adäquate statistische Theorie für Ion-Atomstöße wird im zweiten Abschnitt dieses Kapitels beschrieben. Zum anderen kann die Stoßenergie aber auch in spezielle, wohl definierte Prozesse getragen werden, wie zum Beispiel die Ionisation innerer Schalen. Dies entspräche einer lokalen Anregung. Mögliche Mechanismen wären in diesem Fall die Coulombanregung wie sie z.B. von der "Binary encounter" Theorie (s. z.B. GAR 69) beschrieben wird oder die Promotion innerer Elektronen im Sinne des Fano-Lichten Modells (FAL 65, LIC 67). Die Abregung der Hülle nach dem Stoß führt dann über Auger Effekte zu weiterer Ionisation. Eine Beschreibung der Daten im Sinne eines solchen Anregungsmechanismus wird im dritten Abschnitt diskutiert. Zunächst einmal soll jedoch näher untersucht werden, wie weit sich die Elektronenhüllen der beteiligten Atome tatsächlich durchdringen, d.h. bei welchem Stoßabstand welcher Ladungszustand vorzugsweise erzeugt wird.

5.1 Analyse der Einzelstreudaten. Extraktion von Ionisierungswahrscheinlichkeiten

Die Durchdringung der Elektronenhüllen in einem Ion-Atomstoß wird charakterisiert durch die Größe r_0, das ist der Abstand kleinster Annäherung der beiden Stoßpartner bei einem gegebenen Stoßparameter p. Bei kleinen Streuwinkeln kann in der Rechnung die Bahn des gestreuten Teilchens in guter Näherung durch eine Gerade ersetzt werden und r_0 durch den Stoßparameter selbst. Für den Streuwinkel im Schwerpunktsystem gilt im klassischen Fall

$$\Theta_{cm} = \pi - 2 \int_{r_0}^{\infty} \frac{p\,dr}{r^2 \sqrt{1 - p^2/r^2 - V(r)/E_r}} \qquad (5.1)$$

Dabei ist V(r) das Streupotential, E_r die kinetische Energie im Schwerpunktsystem und r der Abstand beider Stoßpartner zueinander. Die Gültigkeit der klassischen Rechnung wurde bereits im Abschnitt 4.1 diskutiert. Eine analytische Lösung für Gleichung (5.1) ist jedoch nur für wenige spezielle Potentiale V(r) möglich. Eine Möglichkeit, Gleichung (5.1) zu lösen - abgesehen von numerischer Integration - besteht darin, das Streupotential V(r) mittels einer Potential-Angleichs Methode (LER 64) anzunähern. Bei dieser Methode wird ein Potential V_L, für das eine analytische Lösung von (5.1) existiert, beim Abstand r_0 an das gewünschte Streupotential in Amplitude und Steigung angepaßt. Die Anwendung dieser Methode auf ein Potential vom Thomas-Fermi Typ

$$V(r) = \frac{Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2}{r} \cdot \Phi\,(r/a)$$

wurde von D. A. Eastham (EAS 75) ausführlich diskutiert. Man erhält für kleine Streuwinkel die Lösung:

$$\Theta_{cm} = \frac{b}{a} \left\{ -\Phi'(p/a) \left[\frac{\left(-\frac{\Phi(p/a)}{\Phi'(p/a)} + p/a \right)^2}{p^2/a^2} - 1 \right]^{1/2} \right\} \qquad (5.2)$$

Dabei ist Φ (p/a) die Abschirmfunktion.

Für ein exponentiell abgeschirmtes Potential $\phi\,(r/a) = e^{-r/a}$ erhält man so z.B. die einfache Näherung

$$\Theta_{cm} = \frac{b}{p}\, e^{-p/a} \sqrt{1 + 2\,p/a} \qquad (5.3)$$

Abbildung 21 zeigt den Stoßparameter als Funktion des Streuwinkels im Laborsystem für die Streuung von 15 MeV Ar-Ionen an Argon. Dargestellt sind die Kurven für ein exponentiell abgeschirmtes Potential, für ein Thomas-Fermi Potential und für den Fall fehlender Abschirmung.

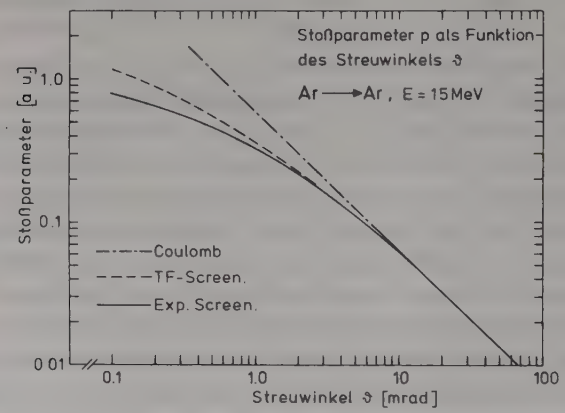


Abb. 21 Stoßparameter p als Funktion des Streuwinkels (lab) für 15 MeV Ar → Ar.
p ist in atomaren Einheiten (1 a.u. = $0.53 \cdot 10^{-10}$m) angegeben.

Für den Streuquerschnitt gilt dann die klassische Beziehung

$$\sigma(\theta) = -\frac{p}{\sin\theta} \cdot \frac{dp}{d\theta} \qquad (5.4)$$

Dieser Streuquerschnitt $\sigma(\theta)$ ist proportional den gemessenen Streuverteilungen $F_{q'q}(\vartheta)$, bis auf eine Funktion $W_{q'q}(p)$.

$$F_{q'q}(\vartheta) \sim \sigma(\theta) \cdot W_{q'q}(p) \qquad (5.5)$$

$W_{q'q}(p)$ ist die Wahrscheinlichkeit bei einem bestimmten Stoßparameter p den Ladungszustand q zu erzeugen, wenn das einlaufende Ion den Ladungszustand q' hat. $W_{q'q}(p)$ sei hier als Ionisierungswahrscheinlichkeit bezeichnet. Man erhält sie aus den experimentellen Verteilungen durch Transformation des Streuwinkels ϑ in den Stoßparameter p und Division von $F_{q'q}(p)$ durch $\sigma(\theta)$. Für $W_{q'q}(p)$ gilt die Beziehung:

$$\sum_{q} W_{q'q}(p) = 1$$

Die Extraktion der Ionisierungswahrscheinlichkeit aus den Streuverteilungen wurde wegen der einfacheren numerischen Form für den Fall eines exponentiell abgeschirmten Potentials durchgeführt. Das Ergebnis dieser Rechnungen zeigen die Abbildungen 22 und 23 für Ar → Ar und Ar → Kr. Die exakten Meßpunkte wurden nur für den 14^+ Ladungszustand in Abb. 22 eingetragen, in allen anderen Fällen wurden zur Verdeutlichung glatte Kurven eingetragen, die "per Auge" den Daten angepaßt wurden. Alle Kurven wurden im Maximum auf 1 normiert. Wie man sehen kann, zeigen die Kurven Maxima, deren Lage sich mit steigendem Ladungszustand zu kleineren Stoßparametern hin verschiebt. Es muß darauf hingewiesen werden, daß die Lage der Maxima nicht dem Streuwinkel entspricht, bei dem die Winkelverteilungen ihr Maximum haben, sondern bei Stoßparametern liegt, die wesentlich größeren Streuwinkeln entsprechen. Wegen der geringen Zählrate bei diesen großen Streuwinkeln sind die statistischen Fehler hier entsprechend groß, zumal die Subtraktion des Untergrundes kritisch eingeht.

Um einen Überblick zu erhalten, wurden in Abbildung 24 die Stoßparameter p (W_{max}), bei denen $W_{q'q}$ ein Maximum hat, über dem

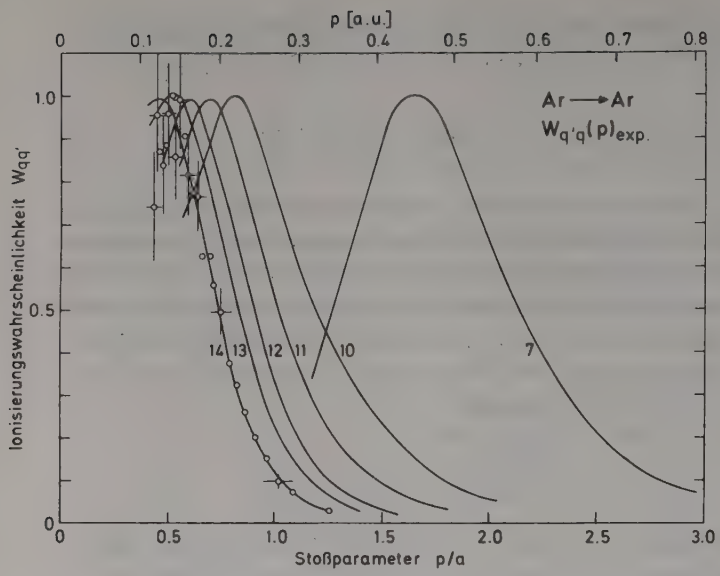


Abb. 22

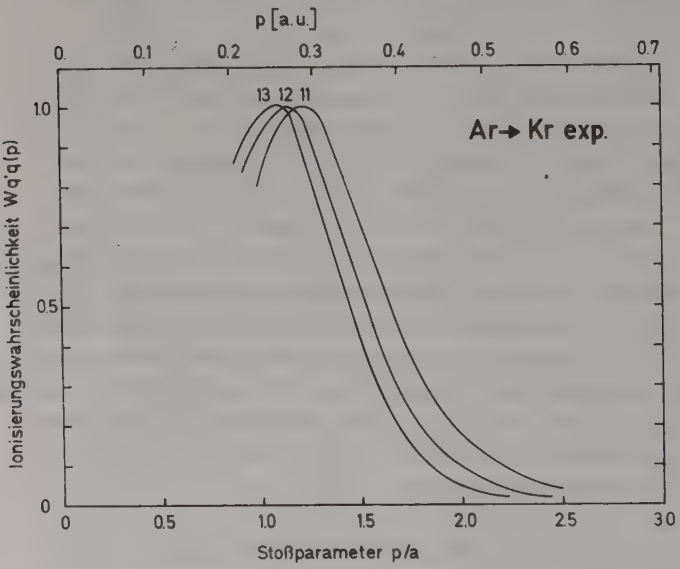


Abb. 23

Abb. 22, 23 Die experimentellen Ionisierungswahrscheinlichkeiten $W_{q'q\ exp}$ als Funktion des Stoßparameters für Ar→Ar und Ar→Kr. Die Kurven wurden durch Interpolation der Meßpunkte gewonnen. Nur für den Ladungszustand 14^+ in Abb. 22 wurden die Meßpunkte eingetragen.

resultierenden Ladungszustand q aufgetragen. Wie man sieht, ergibt sich ein systematischer Zusammenhang zwischen dem Ladungszustand q und dem Stoßparameter. Je größer q ist, desto kleiner ist der Abstand der beiden Stoßpartner. Außerdem nimmt p (Wmax) annähernd linear mit steigendem Z_T zu. Dies ist verständlich, da auch der Radius der Atome wächst, wenn die Kernladung zunimmt. Die gestrichelten Linien sind theoretische Rechnungen, auf die im nächsten Abschnitt eingegangen wird.

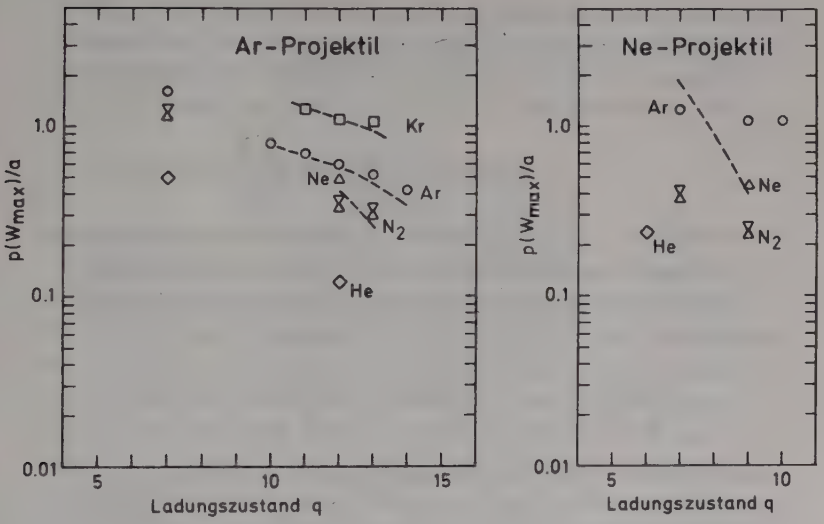


Abb. 24 Der Stoßparameter p (Wmax), bei dem die Ionisierungswahrscheinlichkeit ihr Maximum hat, als Funktion des resultierenden Ladungszustands. Die Punkte sind die experimentellen Daten, die gestrichelten Linien entsprechen der Rechnung nach dem statistischen Modell (RUT 58)

Der Fehler für die Ionisierungswahrscheinlichkeiten $W_{q'q}$ läßt sich wie folgt abschätzen: Für $W_{q'q}$ gilt:

$$W_{q'q}(p) = (F(\vartheta) - U(\vartheta)) \cdot \frac{1}{\sigma(p)} \qquad (5.6)$$

Dabei ist $F(\vartheta)$ die gemessene Winkelverteilung und $U(\vartheta)$ die Untergrundzählrate. Damit erhält man:

$$\left(\frac{\Delta W_{q'q}}{W_{q'q}}\right)^2 = \left(\frac{\Delta F}{F}\right)^2 \cdot \left(\frac{F}{F-U}\right)^2 + \left(\frac{\Delta U}{U}\right)^2 \cdot \left(\frac{U}{F-U}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \sigma}{\sigma}\right)^2 \qquad (5.7)$$

ΔF ist der statistische Fehler der gemessenen Verteilung und $\Delta U/U$ die relative Genauigkeit, mit der die Untergrundzählrate bestimmt werden kann. Für den Streuwinkel ϑ als Funktion des Stoßparameters p kann man grob annähern $\vartheta \sim \frac{1}{p}$ Damit erhält man nach (5.4)

$$\sigma \sim \frac{1}{\vartheta^4} \quad \rightarrow \quad \frac{\Delta \sigma}{\sigma} = 4 \frac{\Delta \vartheta}{\vartheta}$$

Der Streuwinkel ϑ wird bestimmt aus der Kanalzahl $K = (K_i - K_0)$, wobei die Bestimmung der 0-Grad Richtung wesentlich eingeht (K_0), und dem Umrechnungsfaktor von Kanalzahl in Streuwinkel (s. auch Kap. 2.5)

$$\left(\frac{\Delta \vartheta}{\vartheta}\right)^2 = \left(\frac{\Delta K_i}{K}\right)^2 + \left(\frac{\Delta K_0}{K}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \alpha}{\alpha}\right)^2$$

Vom Fehler $\Delta\alpha/\alpha$ geht nur die Energieunschärfe $\Delta E/E$ ein, alle anderen Anteile sind innerhalb einer Verteilung für alle Streuwinkel gleich, ergeben also eine systematische Abweichung, die durch die Normierung der Verteilungen wieder herausfällt. Da der Fehler für die Bestimmung der Kanalzahl $\Delta K_i/K$ vernachlässigbar klein ist, bleibt im wesentlichen der Fehler bei der Bestimmung der 0-Grad Richtung.

Man erhält je nach Streuwinkel und Intensität der gemessenen Verteilung folgende Fehler

$\frac{\Delta F}{F}$	$\frac{\Delta U}{U}$	$\frac{\Delta \sigma}{\sigma}$	$\frac{\Delta W_{q'q}}{W_{q'q}}$	$\frac{\Delta p}{p}$
(5-12)%	~15 %	(9-10)%	(11-15)%	~7 %

In Abbildung 22 sind die entsprechenden Fehlerkreuze für den 14^+ Ladungszustand für Ar→Ar eingezeichnet. Wegen der besseren Zählstatistik sind die Fehler für die kleineren Ladungszustände etwas kleiner. Nicht berücksichtigt bleibt bei der Fehlerabschätzung, daß die gemessenen Winkelverteilungen nicht mit der Verteilung des einfallenden Strahls entfaltet wurden. Für die breiten Verteilungen der hohen Ladungszustände sollte dies keine wesentliche Rolle spielen. Die Verteilung des 7^+ Zustands wird jedoch stark von einer solchen Faltung beeinflußt.

Für die Bestimmung des Stoßparameters p(Wmax), bei dem die Ionisierungswahrscheinlichkeit maximal ist, läßt sich ein relativer Fehler von (10-20)% abschätzen.

5.2 Statistische Theorie für Ion-Atom Stöße

Bereits 1958 haben Russek et al. (RUT 58) eine Arbeit veröffentlicht, in der sie ein statistisches Modell zur Beschreibung der Ionisierungswahrscheinlichkeiten bei Ion-Atom Stößen entwickeln. Russek benutzt seine Theorie zur Beschreibung von Ar-Ar Stößen bei Energien von 25, 50 und 100 KeV, die von E. N. Fuls und Mitarbeitern (FUL 57) gemessen wurden und erzielt recht gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. In mehreren später erschienenen Arbeiten (s. auch Rut 58) wird die Theorie ergänzt und verbessert. R. K. Cazak (CAZ 69) benutzte später die gleiche Theorie zur Beschreibung der Energieverteilungen der bei Ar-Ar Stößen im 100 KeV Bereich emittierten Elektronen, konnte jedoch keine gute Übereinstimmung zwischen den gemessenen Daten und der theoretischen Voraussage erreichen.

Das statistische Modell von Russek basiert auf zwei Annahmen:

1.) Während des Stoßes wird über inelastische Prozesse - wie z.B. Elektron-Elektron Stöße - Energie auf die beiden Stoßpartner übertragen. Die transferierte Energie E_T hängt von der Einschußenergie E_p und vom Stoßparameter p ab. Sie wird statistisch auf die Elektronen beider Stoßpartner verteilt.

2.) Nach dem Stoß regen sich die Hüllen der Stoßpartner durch "Abdampfen" von Elektronen ab. Es werden die Elektronen emittiert, die einen Energiebetrag $\varepsilon \geq e_q$ erhalten haben, wenn e_q die Ionisierungsenergie ist.

Zunächst wird für alle Elektronen eine einheitliche mittlere Ionisierungsenergie $\bar{e}_q$ angenommen. Die beim Stoß übertragene Energie E_T wird in Bruchteile der Ionisierungsenergie $\bar{e}_q$ quantisiert.

$$E_T = m \cdot \varepsilon \qquad \varepsilon = \bar{e}_q / n$$

Diese Unterteilung in Bruchteile von $\bar{e}_q$ sollte gute Ergebnisse liefern, sofern n groß genug gewählt wird. Für die Ionisierungswahrscheinlichkeit als Funktion der übertragenen Energie $P_q^N(m)$ für ein Atom mit N Elektronen und den Ladungszustand q erhält man

$$P_q^N(m) = \binom{N}{q} \sum_{i=0}^{m-nq} K_q(i)\, Q_{N-q}(m-nq-i) \Big/ K_N(m) \tag{5.9}$$

Dabei ist K_q die Anzahl der Möglichkeiten m Energiequanten auf q Elektronen zu verteilen und $Q_q(m)$ die Anzahl der Möglichkeiten m Energiequanten so auf q Elektronen zu verteilen, daß keines der Elektronen mehr als $n-1$ Energiequanten erhält. Für die Funktionen K_q und Q_q gilt dann

$$K_q(m) = \left[\prod_{i=1}^{q-1} (m+i)\right] \Big/ (q-1)! = \binom{m+q-1}{m}$$

und

$$Q_q(m) = \sum_{i=0}^{[m/n]} (-1)^i \binom{q}{i} K_q(m - i \cdot n)$$

wobei $[m/n]$ der ganzzahlige Teil des Bruches m/n ist. Läßt man nun n gegen unendlich gehen, d.h. läßt man die Quantisierung fallen, so erhält man für die Ionisierungswahrscheinlichkeit

$$P_q^N(E_T/\bar{e}_q) = \binom{N}{q} \sum_{i=0}^{k} (-1)^i \binom{N-q}{i} \left(1 - \frac{q+i}{E_T/\bar{e}_q}\right)^{N-1} \tag{5.10}$$

mit

$$q + k \leq E_T/\bar{e}_q \leq q + k + 1$$

Zum Vergleich mit den experimentellen Daten muß noch berücksichtigt werden, daß das zu ionisierende Teilchen nicht neutral, sondern 3-fach geladen ist. Man muß also berechnen:

$$\tilde{P}^{N}_{q}(E_T/\bar{e}_q) = P^{N-3}_{q-3}(E_T/\bar{e}_q) \qquad (5.11)$$

Abbildung 25 zeigt $\tilde{P}^{N}_{q}(E_T/\bar{e}_q)$ für Ar^{3+}

Um die Ionisierungswahrscheinlichkeit als Funktion des Stoßparameters $W_{q'q}$ berechnen zu können, muß noch die Beziehung zwischen übertragener Energie und dem Stoßparameter hergestellt werden. Hier geht wesentlich der für den Energieübertrag verantwortliche Prozeß ein. Unter der Annahme, daß es sich dabei um Elektron-Elektron Stöße handelt, erhält man die gesamte übertragenen Energie E_{Tges} als Produkt der pro Elektronenstoß im Mittel übertragenen Energie E_{ee} mal der Anzahl der Stöße ν.

$$E_{Tges}(E_p,p) = E_{ee}(E_p)\cdot\nu(E_p,p)$$

Die Energie E_{ee} hängt dabei im wesentlichen von der Geschwindigkeit des Projektils ab. Man kann sie abschätzen als Summe der Bindungsenergie E_B des Elektrons und seiner kinetischen Energie, wobei man für die Bindungsenergie auch die mittlere Ionisierungsenergie $\bar{e}_q$ einsetzen kann.

$$E_{ee} = \bar{e}_q + \frac{m}{M}\cdot E_p$$

Dabei sind m die Elektronenmasse und M und E_p die Masse bzw. die Energie des Projektils.

Die Anzahl der Elektronenstöße ν ist proportional dem Elektronendichteüberlapp der beiden Atome D(p) multipliziert mit einer Funktion g (E_p), die berücksichtigen soll, daß ein Elektron mehrmals stoßen kann, wenn die Zeit, in der die beiden Stoßpartner mitein-

ander wechselwirken, größer als die Umlaufzeit des Elektrons ist.

$$g(E_p) = \left(1 + B/\sqrt{E_p}\right)$$

Bei den vorliegenden Experimenten ist die Anzahl der Elektronenumläufe während der Stoßzeit fast immer kleiner oder gleich 1, so daß g =1 gesetzt werden kann. Den Elektronendichteüberlapp für die gesamte Stoßzeit D(p) erhält man, indem man die radiale Elektronendichte $\varrho(R)$ für jeden Stoßpartner in Richtung der Projektilbewegung integriert und dann über das Produkt dieser integrierten Dichten $\sigma_1(r_1)$ und $\sigma_2(r_2)$ bei festem Stoßparameter das Integral bildet.

$$D(p) = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} dx\,dy\;\sigma_1(x,y)\cdot\sigma_2(x-p,y)$$

mit $$\sigma(x,y) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz\cdot\varrho(x,y,z)$$

Die radiale Elektronendichteverteilung wurde aus radialen Wellenfunktionen ermittelt, die nach dem Hartree-Fock Verfahren von C. Froese Fischer berechnet wurden (FRF 72).

$$\varrho(r) = \frac{1}{4\pi r^2}\sum_n Z(n)\left|\psi_n(r)\right|^2$$

Die Summe geht dabei über alle Schalen und Z(n) ist die Anzahl der Elektronen in der n-ten Schale. Den Elektronendichteüberlapp D(p) für verschiedene Stoßsysteme mit Ar als Projektil zeigt Abbildung 26.

Man erhält für die gesamte übertragene Energie

$$E_{T\,ges}(E_p,p) = \bar{e}_q\cdot A\cdot\left(1+\frac{m}{M}\frac{E_p}{\bar{e}_q}\right)\cdot D(p) \qquad (5.12)$$

Der Parameter A wurde dabei eingeführt, weil unklar ist, welche Elektronen von den einzelnen Stoßpartnern überhaupt am Energieübertragungsprozeß teilnehmen. Diese Tatsache führt auch zu

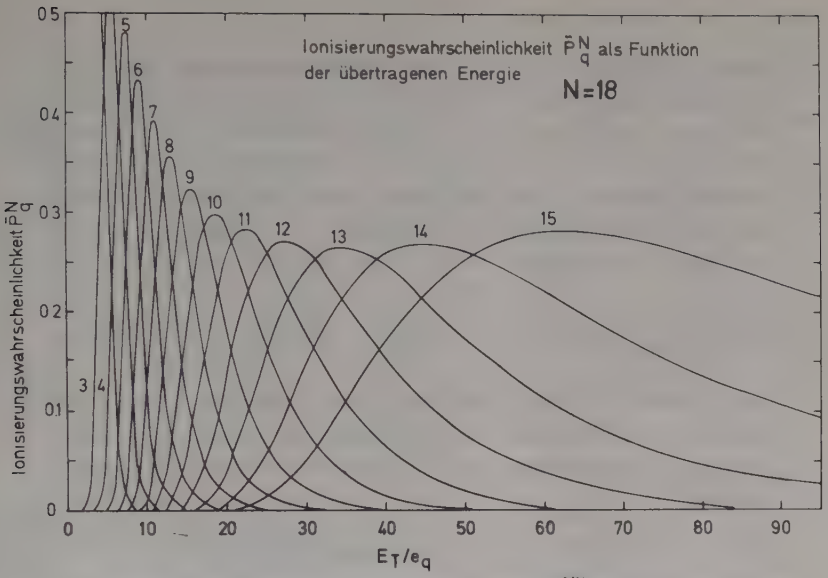


Abb. 25 Die Ionisierungwahrscheinlichkeit $\tilde{P}_q^N$ für ein 3-fach ionisiertes Atom mit 18 Elektronen als Funktion der übertragenen Energie

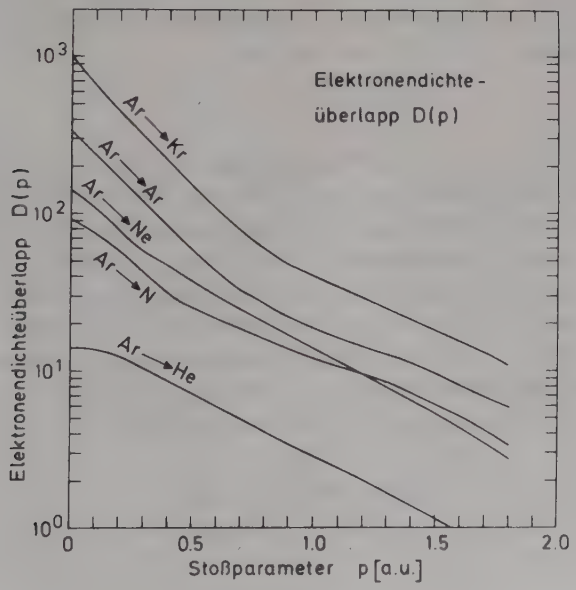


Abb. 26 Der Elektronendichteüberlapp für verschiedene Stoßsysteme als Funktion des Stoßparameters

Schwierigkeiten bei der Aufteilung der übertragenen Energie auf die beiden Stoßpartner. Man kann annehmen, daß E_{Tges} im Verhältnis der Elektronendichten auf beide Teilchen verteilt wird. Es erscheint mir deshalb vernünftig zum Vergleich verschiedener Experimente mit gleichem Projektil, die Elektronendichte des Targets zu normieren, d.h. den Elektronendichteüberlapp durch Z_T zu dividieren. Man erhält dann für die auf das Projektil übertragene Energie:

$$E_{T\,Proj}(E_p,p)/\bar{e}_q = \frac{B(E_p)}{Z_T} \cdot D(p) \qquad (5.13)$$

Der Parameter $B(E_p)$ faßt dabei den Klammerausdruck in (5.12) und den Parameter A zusammen. Die Ionisierungswahrscheinlichkeit als Funktion des Stoßparameters erhält man dann nach (5.11) und (5.13)

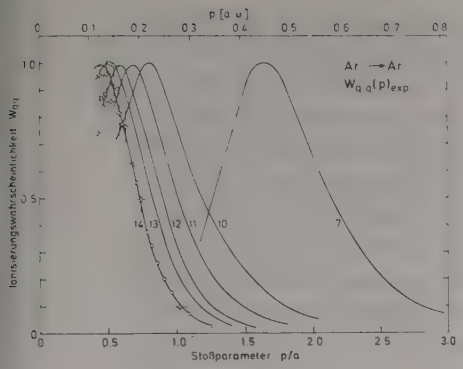
$$W_{q'q}(p)_{theo} = \tilde{P}_q^N(E_{T\,Proj}(E_p,p)/\bar{e}_q \qquad (5.14)$$

Zum Vergleich der Rechnungen mit den experimentellen Ergebnissen wurde der Parameter $B(E_p)$ durch Anpassung der Rechnungen an die gemessenen Daten für das Experiment Ar→Ar bestimmt. Da sich für verschiedene Ladungszustände q unterschiedliche Werte für $B(E_p)$ ergaben, wurde der Mittelwert $\bar{B}$ bestimmt und für alle weiteren Rechnungen benutzt. Die Rechnung ergab

$$\overline{B(E_p)} = 2.7$$

Die Ergebnisse der Rechnungen zeigt Abb. 27b für Ar→Ar und Ar→Kr. Zum Vergleich zeigt Abb. 27a nochmals die experimentellen Ergebnisse. Wie man sieht, werden die Daten qualitativ recht gut beschrieben, die quantitative Übereinstimmung ist jedoch nicht sehr gut. Um dies zu verbessern, wurde die transferierte Energie nach Gleichung (5.13), die ja für eine mittlere Ionisierungsenergie $\bar{e}_q$ berechnet ist, noch mit der für den Ladungszustand q spezifischen Ionisierungsenergie e_q skaliert. Das heißt, der Faktor B in Gleichung (5.13) wurde durch den Faktor B' ersetzt

$$B' = e_q/\bar{e}_q \cdot B \qquad (5.15)$$



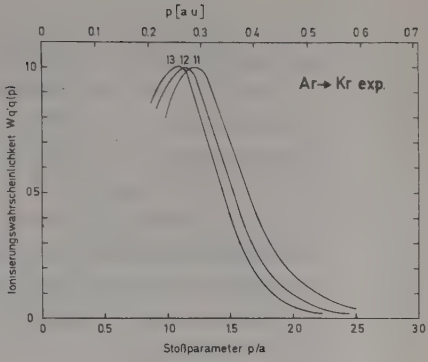
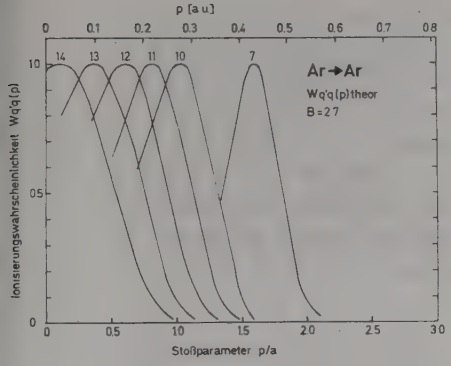


Abb. 27 a



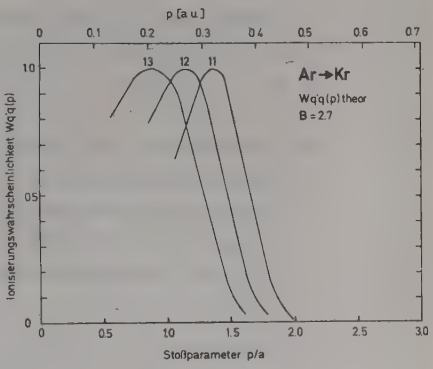
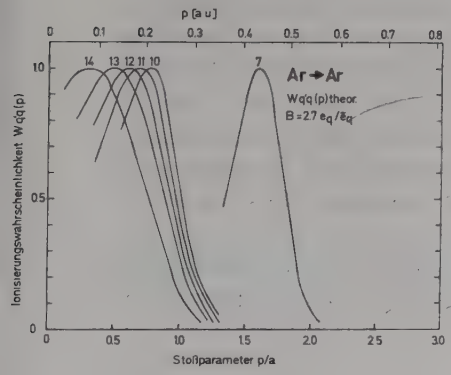


Abb. 27 b



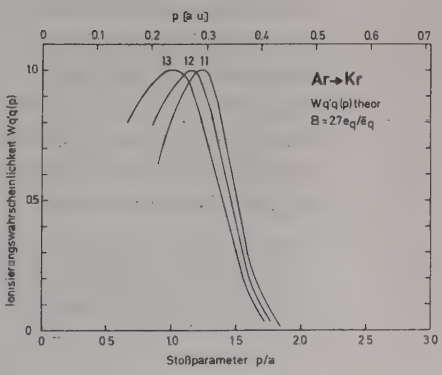


Abb. 27 c

Abb. 27 Vergleich der experimentellen und theoretisch berechneten Ionisierungswahrscheinlichkeiten

Die Ergebnisse werden in Abb. 27 c wiedergegeben. Die qualitative Übereinstimmung ist jetzt wesentlich besser, wenn auch die Form der Kurven für die Ionisierungswahrscheinlichkeiten nicht sehr gut beschrieben wird. In Abb. 24 sind als gestrichlte Linien die Werte eingetragen, bei denen die Ionisierungswahrscheinlichkeiten $W_{q'q}(p)$, berechnet mit dem Faktor B', ihr Maximum haben. Wie man sehen kann, werden die Ar-Daten recht gut beschrieben, während starke Abweichungen auftreten für N_e als Projektil. Diese verhältnismäßig gute Übereinstimmung der Rechnungen mit den experimentellen Daten ist eigentlich überraschend, wenn man bedenkt, welch vereinfachende Annahmen gemacht wurden.

5.3 Beschreibung im Rahmen anderer Modelle

Bei der Beschreibung der Ionisation bei Ion-Atom Stößen sind zunächst zwei Grenzfälle zu unterscheiden (GAR 73, KEF 73).
Ist die Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner groß gegen die Orbitalgeschwindigkeit der Elektronen, so kann man die Ionisation als direkte Coulombanregung beschreiben. Dabei wird der Ionisierungsvorgang als reiner Zweierstoß zwischen dem Kern des Projektils und dem Elektron betrachtet, das aus der Hülle des Targets herausgeschlagen wird.

Ist dagegen die Orbitalgeschwindigkeit der Elektronen groß gegen die Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner, so läßt sich die Ionisation mit dem Fano-Lichten Modell (FAL 65, LIC 67) beschreiben. Dabei wird davon ausgegangen, daß sich die Orbitale der Elektronen adiabatisch auf das Coulombfeld beider Kerne einstellen. Es bilden sich Molekülorbitale aus, deren Energie vom Abstand der beiden Stoßpartner abhängt. Elektronen können beim Stoß ins Kontinuum angehoben werden oder in energetisch höhere Niveaus (Promotion), was über Augerprozesse ebenfalls zur Ionisierung führt.

Die vorliegenden Ergebnisse sollen in diesem Sinn am Beispiel Ar→Ar diskutiert werden. Für diesen Fall gilt bei einer Stoßenergie von

15 MeV für das Verhältnis $\eta = v_{ion}/v_{orbit}$ der Iongeschwindigkeit zur Orbitalgeschwindigkeit der Elektronen:

$\eta = 0.25$ für die K-Schale
$\eta = 0.85$ für die L-Schale
und $\eta = 3.15$ für die M-Schale des Argonatoms.

Wie man sehen kann, ist die Orbitalgeschwindigkeit der Elektronen nur für die K-Schale groß gegen die Ionengeschwindigkeit. Die M-Schale sollte nur über Coulombanregung ionisiert werden, die L-Schale liegt an der Grenze der Anwendbarkeit des "molecular orbital" Modells.

Eine sehr gängige Methode zur Beschreibung der Coulomb-Ionisation ist die sog. "binary encounter approximation" (BEA) (s. z.B. GAR 69). Die Schwierigkeit, diese Theorie auf den vorliegenden Fall Ar → Ar anzuwenden, liegt darin, daß die BEA vornehmlich für die Ionisation mit leichten Teilchen, wie Protonen oder α-Teilchen, gedacht ist. Die Anwendung auf die Ionisation mit schweren Teilchen bereitet Schwierigkeiten, weil man das effektive Potential des Projektils am Ort des betrachteten Elektrons nicht kennt.

Zur Beschreibung der Ionisation im "molecular orbital" Modell (MO) benutzt man sog. Korrelationsdiagramme. Diese zeigen die energetische Lage der Molekülniveaus als Funktion des Abstands der beiden Stoßpartner für den Grenzfall beliebig kleiner Geschwindigkeiten. Abbildung 28 zeigt ein solches Korrelationsdiagramm für das Stoßsystem Ar + Ar, das von Eichler et al. (EIC 76) mit einem "variable screening" Modell (EIC 75) berechnet wurde. Zustände gerader bzw. ungerader Parität sind als durchgezogene bzw. gestrichelte Linien eingezeichnet. Die waagerechte, gestrichelte Linie bei einer Bindungsenergie von etwa 7,5 a.u. ≈ 204eV entspricht der Ionengeschwindigkeit bei 15 MeV Projektilenergie. D.h. bei dieser Bindungsenergie ist $\eta = 1$. Man sieht, daß alle Niveaus der M-Schale weit außerhalb des Gültigkeitsbereichs des MO-Modells liegen. Auch die L-Schalenniveaus liegen so dicht an dieser Grenze, daß die Anwendbar-

keit des MO-Modells für diese Elektronen zweifelhaft erscheint. Zu bedenken ist jedoch, daß das gezeigte Korrelationsdiagramm für neutrale Stoßpartner berechnet ist. Eine Ionisierung äußerer Schalen, z.B. Ionisierung der M-Schale über Coulombanregung, führt zu einer kräftigen Erhöhung der Bindungsenergien der inneren Schalen. Man bräuchte also eigentlich ein Korrelationsdiagramm für ein Stoßsystem, bei dem die äußere Schale mehrfach ionisiert ist (EIC 75). Eine solche Erhöhung der Bindungsenergien läßt die Betrachtung der L-Elektronen im MO-Bild etwas realistischer erscheinen.

Aus der Unschärferelation kann man abschätzen, daß die in Abbildung 28 gezeigten Molekülniveaus bei 15 MeV Projektilenergie keine scharfen Linien, sondern breite Bänder sind. Nimmt man als Lebensdauer für ein solches Niveau Δt die Zeit, die das Ion braucht, um eine Strecke von 1 a.u. = $0.53 \cdot 10^{-10}$ m zu durchlaufen, so erhält man eine Energieunschärfe $\Delta E = \hbar / \Delta t$ von ca. 100 eV $\hat{=}$ 3.7 a.u.. D.h. bei Niveauunterschieden < 3.7 a.u. verschmelzen die Niveaus zu einem Kontinuum.

Die Elektronen der L-Schale können, sofern man sie nach dem eben gesagten überhaupt im Sinne des MO-Modells betrachten dar, überzahlreiche Wege promoviert und ins Kontinuum angehoben werden. Die K-Elektronen können, bei kleinen internuklearen Abständen über die Orbitale $1\sigma_u - 1\pi_u$ in die 2_p Schale promoviert werden und beim Zurückfallen in die 1_s Schale über den Augereffekt die Emission eines L-Elektrons hervorrufen. Die Diskussion der möglichen Prozesse im Einzelnen erscheint nicht sehr sinnvoll, weil die Gültigkeit des MO-Modells bei den vorliegenden hohen Stoßenergien fragwürdig ist und weil die Meßdaten auch keinerlei Information darüber enthalten, welche Elektronen eigentlich emittiert werden.

Man kann pauschal nur sagen, daß die Summe einer Vielzahl von Einzelprozessen zu den in dieser Arbeit gemessenen hochionisierten Zuständen führt. Je kleiner der Abstand zwischen den Stoßpartnern beim Stoß ist, desto größer ist die Anregung, d.h. desto größer wird die Anzahl der Prozesse, die zur Ionisation führen können und desto größer wird auch der resultierende Ladungszustand sein.

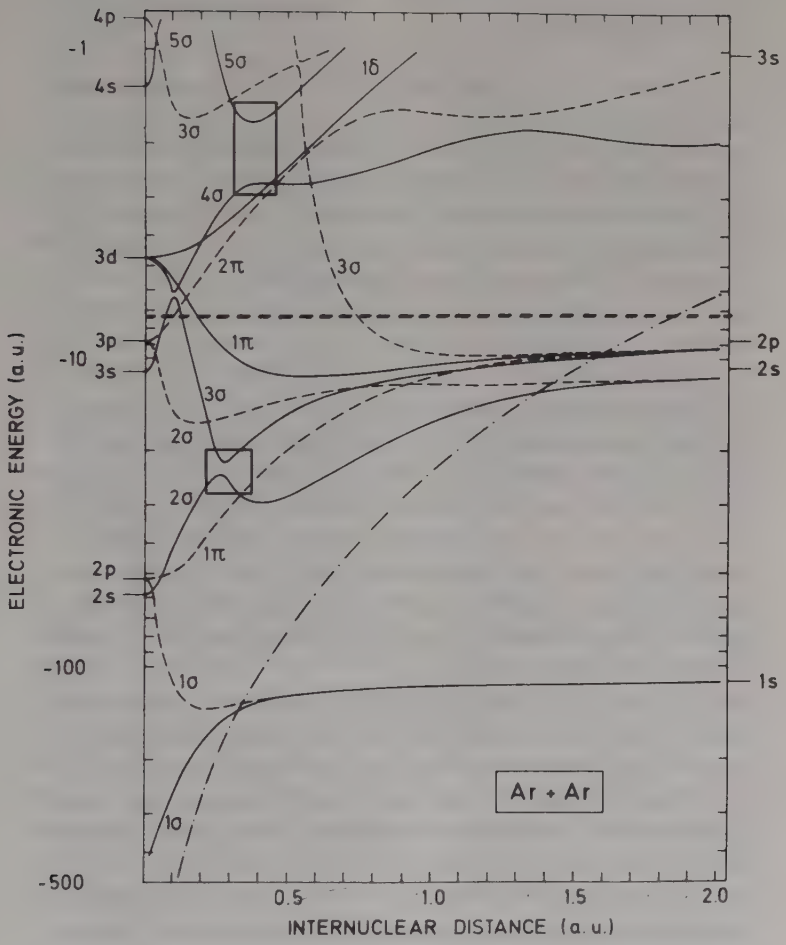


Abb. 28 Korrelationsdiagramm für Ar + Ar (EIC 76). Zustände gerader bzw. ungerader Parität sind als durchgezogene bzw. gestrichelte Linien eingezeichnet. Die gestrichelte waagerechte Linie bei 7.5. a.u. entspricht der Ionengeschwindigkeit bei 15 MeV Energie.

6. Diskussion der Ergebnisse

6.1 Vielfachstreuung

Für Targetdicken in der Nähe und oberhalb der Gleichgewichtstargetdicke und für Ladungszustände in der Nähe des mittleren Ladungszustandes werden die gemessenen Daten gut durch die theoretischen Rechnungen zur Vielfachstreuung (MEY 71, SIW 74) beschrieben. Dies gilt sowohl für die Halbwertsbreite als auch für die Form der Winkelverteilungen. Die Theorie von Meyer bzw. Sigmund und Winterbon erlaubt also die Berechnung des Winkelstraggelings für alle für die Beschleunigertechnologie und Detektorentwicklung interessanten Bereiche.

Die experimentellen Ergebnisse zur Vielfachstreuung sind ebenso in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen zahlreicher anderer Autoren. Dabei handelt es sich um Messungen der Vielfachstreuung in Folientargets bei Energien von 10 KeV bis 100 MeV (s. z.B. SCH 71, AND 74, HOO 75, FRI 75). Eine erst vor kurzem erschienene Arbeit von Sidenius und Mitarbeitern (SIA 75) über die Vielfachstreuung schwerer Ionen in N_2, Ar und Xe Gastargets bei KeV Energien ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen dieser Arbeit.
Alle in dieser Arbeit gemessenen Halbwertsbreiten von Winkelverteilungen liegen systematisch etwas unterhalb den von Meyer (MEY 71) mit dem Thomas-Fermi Potential berechneten Werten. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den oben erwähnten Messungen von Sidenius und Mitarbeitern (SIA 75). H. H. Andersen und Mitarbeiter (AND 74) haben bei Messungen mit polykristallinen Goldfolien ebenfalls Abweichungen der Halbwertsbreiten zu kleineren Werten gegenüber der theoretischen Rechnung und gegenüber ihren Messungen mit amorphen Festkörpertargets festgestellt. Sie führen diese Abweichungen auf die spezielle Targetstruktur zurück. Da im Gastarget keine geordnete Struktur vorliegt, weisen die in dieser Arbeit gemessenen Daten darauf hin, daß ein etwas stärker abgeschirmtes Potential, wie z.B. das Lenz-Jensen Potential (s. GOM 49), eine realistischere Be-

schreibung des Streupotentials liefert, als das von Meyer verwendete Thomas-Fermi Potential. Meyer schlägt vor (MEK 72), den Thomas-Fermi Abschirmradius

$$a = \frac{a_0 \cdot 0.8853}{\sqrt{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}}$$

der eigentlich nur einen Näherungswert darstellt, aus den gemessenen Streuverteilungen durch Anpassung an die theoretische Rechnung exakt zu ermitteln. Die Frage, ob die Anpassung des Abschirmradius oder die Verwendung eines anderen Potentials zu einer besseren Beschreibung der Vielfachstreuung führt, sollte vornehmlich durch Messungen der Vielfachstreuung bei sehr kleinen reduzierten Targetdicken geklärt werden können, da hier der Einfluß des Streupotentials auf die Streuverteilung am größten ist (s. dazu auch Abb. 17). In dem von in dieser Arbeit übertrichenen Bereich der reduzierten Targetdicke sind beide Methoden nicht zu unterscheiden. Die Bestimmung der exakten Streupotentiale aus den Messungen bei Einzelstoßbedingungen und kleinem Ladungswechsel ist wegen zu geringer Winkelauflösung der Meßapparatur nicht möglich.

Für sehr hohe Ladungszustände zeigen die gemessenen Verteilungen wesentlich größere Halbwertsbreiten, als für Ladungszustände nahe dem Schwerpunkt der Ladungsverteilung. Wegen der geringen Intensität dieser hohen Ladungszustände beeinflußt dieser Effekt jedoch die Streuverteilungen des gesamten Strahls kaum. Diese Abhängigkeit der Streuverteilungen wurde vor kurzem auch von Frick und Mitarbeitern (FRI 75) beobachtet. Sie hat ihre Ursache im Einfluß von Streuprozessen, bei denen das Ion sehr viele Elektronen in einem einzigen Stoßprozeß verliert. Dies ist im Einklang mit den Messungen der Streuverteilungen bei Einzelstoßbedingungen.

6.2 Einzelstoßprozesse

Im Kapitel 5.1 wird aus den gemessenen Streuverteilungen bei Einzelstoßbedingungen die Abhängigkeit der Ionisierungswahrscheinlich-

keiten für die verschiedenen Ladungszustände vom Stoßparameter gewonnen. Dazu werden die Winkelverteilungen durch den klassischen Streuquerschnitt $\sigma(\theta)$ dividiert. Diese Methode hat den Nachteil, daß $\sigma(\theta)$ von der speziellen Wahl des Streupotentials abhängt. Das gewählte Potential mit exponentieller Abschirmung stellt eigentlich nur einen mittleren Näherungswert des wirklichen Streupotentials dar, da es keinerlei Information über die Schalenstruktur der Elektronenhüllen enthält, sondern die Abschirmung des Coulombpotentials des Kerns durch die Elektronen nur pauschal berücksichtigt.

Weiter ist darauf hinzuweisen, daß die gemessenen Streuverteilungen eine Faltung der Winkelverteilung des ins Target eintretenden Strahls mit der wirklichen Streuverteilung darstellen. Dies sollte die breiten Verteilungen der sehr hohen Ladungszustände kaum beeinflussen, läßt aber die für die kleineren Ladungszustände (wie z.B. 7^+) erhaltenen Ergebnisse recht zweifelhaft erscheinen.

Die experimentellen Daten sind in recht guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Rechnungen nach dem statistischen Modell für Ion-Atom Stöße. Dies gilt insbesondere für alle Experimente mit Ar als Projektil, wozu allerdings zu bemerken ist, daß der in die Rechnung eingehende Anpassungsfaktor aus den Ergebnissen für das Experiment Ar → Ar bestimmt wurde. Diese Übereinstimmung ist etwas erstaunlich, wenn man bedenkt, welch vereinfachende Annahmen in die Rechnung eingehen.

Die Annahme einer gleichmäßigen Ionisierungsenergie für alle Elektronen, d.h. einer Mittelung über alle Schalen, ist physikalisch eigentlich nicht zu rechtfertigen. Russek, der sich bei seinen Rechnungen für Ar → Ar bei 25 - 100 KeV auf die M-Schale beschränkt, stützt diese Annahme darauf, daß die Energieunschärfe der Niveaus auf Grund der Stoßdynamik diese zu einem Kontinuum verschmelzen läßt. Dies trifft bei einer Energie von 15 MeV, wie in Kap. 5.3 gezeigt, sicher für die Elektronen der M-Schale vom Argon als auch für die der L-Schale zu, jedoch sind L-, M-, und K-Schale energetisch weit voneinander getrennt. Eine Gleichbehandlung aller Elektronen entspricht also keineswegs den realen Gegebenheiten.

Daß die statistische Rechnung trotzdem relativ gute Ergebnisse liefert, liegt wahrscheinlich daran, daß die gemessenen Ladungszustände (10^+ - 14^+) alle aus einer Ionisierung der L-Schale resultieren, für deren Elektronen die Annahme einer einheitlichen Ionisierungsenergie plausibel ist. Bei den Experimenten mit Ne als Projektil muß zur Erzeugung des Ladungszustandes 9^+ zusätzlich zu den L-Elektronen noch ein K-Elektron herausgeschlagen werden. Dies sollte unter der Annahme einer einheitlichen Ionisierungsenergie zu Abweichungen der Rechnungen für den 9^+ Ladungszustand von den experimentellen Werten führen, was auch beobachtet wird (Abb. 24).

Ein weiteres Problem bei der statistischen Rechnung liegt in der Berücksichtigung der Korrelation der Ionisation von Target- und Projektilatom. Dies führt zu Schwierigkeiten bei der Aufteilung der gesamten in das Target-Projektilsystem übertragenen Energien auf beide Stoßpartner. Bei symmetrischen Stößen ist es plausibel, die Energie im Mittel zu gleichen Teilen zu verteilen. Zum Vergleich verschiedener Experimente mit gleichem Projektil wurde der Elektronendichteüberlapp durch Z_T dividiert. Diese Annahme, daß sich die dem Projektil übertragene Energie umgekehrt zur Kernladungszahl des Targets verhält, ist zwar plausibel, müßte aber eigentlich durch Messungen der Ladungsverteilungen der Targetatome gerechtfertigt werden.

Die Diskussion der Ergebnisse der Winkelstreuung bei Einzelstoßbedingungen im Rahmen des "molecular orbital" Modells ist nur pauschal möglich, da die Messungen keinerlei Information darüber enthalten, welche Elektronen mit welcher Energie emittiert werden. Es ist nur möglich, die Meßergebnisse als Summe einer Vielzahl von Einzelprozessen zu deuten.

Diese Komplexität der sich abspielenden Prozesse war einer der Gründe, die dazu geführt haben, ein statistisches Modell zur theoretischen Beschreibung der Meßdaten heranzuziehen.

Literaturverzeichnis

ALT 75 G. D. Alton, J. A. Biggerstaff, L. Bridwell, C. M. Jones, Q. Kessel, P. D. Müller, C. D. Moak, B. Wehring, Proceedings of "Particle Accelerator Conference", Washington D. C. (1975)

AND 74 H. H. Andersen, J. Bøttiger, H. Knudsen, P. Møller-Petersen, T. Wohlenberg, Phys. Rev. A10 (1974), 1568

ARN 75 P. Arnd, W. Jenter, H. E. Mahnke, IEEE Trans. Nucl. Sci. Vol NS-22,3 (1975), 1715

BOT 21 W. Bothe, Z. f. Physik 5 (1921), 63

CAZ 69 R. K. Cazak, Dissertation, University of Nebraska, Nov. 1969

CLI 69 C. K. Cline, T. E. Pierce, K. H. Purser, M. Blann, Phys. Rev. 180 (1969), 450

EAS 75 D. A. Eastham, Nucl. Instr. & Meth. 125 (1975), 277

EIC 75 J. Eichler, U. Wille, Phys. Rev. A11 (1975), 1973

EIC 76 J. Eichler, U. Wille, B. Fastrup, K. Taulbjerg, Zur Veröffentlichung eingereicht.

FAL 65 U. Fano, W. Lichten, Phys. Rev. Let. 14 (1965), 627

FRF 72 C. Froese Fischer, Atomic Data 4 (1972), 301

FRI 75 G. Frick, C. Gehringer, B. Heusch, Ch. Ricaud, P. Wagner E. Baron, Bericht des C.R.N. Straßbourg CRN/PN 75-40

FUL 57 E. N. Fuls, P. R. Jones, F. P. Ziemba, E. Everhard, Phys. Rev. 107 (1957), 704

GAR 69 J. D. Garcia, Phys. Rev. 177 (1969), 223

GAR 73 J. D. Garcia, R. J. Fortner, T. M. Kavanagh, Rev. of Mod. Phys. 45,2 (1973), 111

GOM 49 P. Gombás: "Die statistische Theorie des Atoms", Springer Verlag, Wien 1949

HER 39 R. Herzog, Z. f. Physik 113 (1939), 166

HOE 72 G. Höberg, R. Skoog, Rad. Eff. 13 (1972), 197

HOO 75 B. W. Hooton, J. M. Freeman, P. P. Kane, Nucl. Inst. & Meth. 124 (1975), 29

HUN 72 E. V. Hungerford, G. S. Mutchler, G. C. Phillips, M. L. Scott, J. C. Allred, L. J. Lee, B. W. Mayes, C. Goodman, Nucl. Phys. A197 (1972), 515

JAN 75 U. Janetzki, HMI-Bericht Nr. HMI-B167 (1975)

KEE 66 Q. C. Kessel, E. Everhard, Phys. Rev. 146 (1966), 16

KEF 73 Q. C. Kessel, B. Fastrup, Case Studies in Atomic Physics 3 (1973), 137

KES 70 Q. C. Kessel, Phys. Rev. A2 (1970), 1881

LER 64 C. Lehmann, M. T. Robinson, Phys. Rev. 134 (1964), A37

LIC 67 W. Lichten, Phys. Rev. 164 (1967), 131

LIN 68 J. Lindhard, V. Nielsen, M. Scharff, Mat.-Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk 36 no 10 (1968)

MAR 75 A. D. Marwick, P. Sigmund, Nucl. Inst. & Meth. 126 (1975), 317

MEK 72 L. Meyer, P. Krygel, Nucl. Inst. & Meth. 98 (1972), 381

MEY 71 L. Meyer, Phys. Stat. Sol. 44 (1971), 253

MOL 47 G. Molière, Z. f. Naturf. 2a (1947), 133

MOL 48 G. Molière, Z. f. Naturf. 3a (1948), 78

RUT 58 A. Russek, M. T. Thomas, Phys. Rev. 109 (1958), 2015 / A. Russek, M. T. Thomas, Phys. Rev. 114 (1959), 1538 / A. Russek, J. B. Bulman, Phys. Rev. 122 (1961), 506 / A. Russek, Phys. Rev. 132 (1963), 246 / A. Russek, J. Mell, Physica 46 (1970), 222.

RYD 71 G. Ryding, A. Wittkower, P. H. Rose, Phys. Rev. A3 (1971), 1658

SCH 71 S. Schwabe, R. Stolle, Phys. Stat. Sol. (b) 47 (1971), 111

SCO 63 W. T. Scott, Rev. of Mod. Phys. 35,2 (1963), 231

SIA 75 G. Sidenius, N. Andersen, Nucl. Inst. & Meth. 131 (1975), 387

SID 75 G. Sidenius, N. Andersen, Nucl. Inst. & Meth. 128 (1975), 271

SIW 74 P. Sigmund, K. B. Winterbon, Nucl. Inst. & Meth. 119 (1974), 541

SPA 75 G. Spahn, K. O. Groeneveld, Nucl. Inst. & Meth. 123 (1975), 425

VIC 72 VICKSI - Proposal, HMI-Bericht Nr. HMI-B118 (1972)

WEN 22 G. Wentzel, Ann. Phys. 69 (1922), 335

WUE 75 G. Wüstefeld, Diplomarbeit, Freie Universität Berlin, Feb. 1975

Diese Arbeit entstand im Bereich Kern- und Strahlenphysik des Hahn-Meitern-Institutes für Kernforschung in Berlin unter Leitung von Prof. Dr. K. H. Lindenberger und wurde unter Betreuung von Dr. D. Hilscher durchgeführt.

Für ihre Hilfe bei den Experimenten sowie zahlreiche anregende und hilfreiche Diskussionen danke ich den Herren Dr. B. Efken, Dr. D. Hilscher, Dr. U. Janetzki, Dr. H. Lettau, Dr. H. Morgenstern, G. Wüstefeld, Dr. U. Wille und Dr. P. Ziem. Herr D. Renner und seine Mitarbeiter sorgten dafür, daß der Beschleuniger während der Experimente einwandfrei lief. Frau I. Lang fertigte alle in dieser Arbeit gezeigten Zeichnungen an.
Ihnen allen gilt mein Dank.

Meiner Frau danke ich für ihre Geduld.

Lebenslauf

Am 26. Mai 1948 wurde ich als Sohn des Prokuristen Franz Hahn und seiner Ehefrau Maria Hahn, geb. Kröhne, in Chemnitz geboren. Ende 1948 übersiedelten meine Eltern mit meinen drei Geschwistern und mir nach Berlin. Vom April 1957 an besuchte ich nacheinander die 25., 26., und 21. Grundschule zu Berlin-Neukölln. Von 1960 an besuchte ich die Albert-Schweitzer-Oberschule (Gymnasium), an der ich am 23. Februar 1967 die Reifeprüfung ablegte.

Am 26. Mai 1966 verstarb mein Vater.

Vom Sommersemester 1967 bis zum Wintersemester 1972/73 war ich an der Freien Universität Berlin mit dem Hauptfach Pyhsik immatrikuliert. Im Oktober 1969 legte ich die Vordiplomprüfung ab. Ende 1970 begann ich als Diplomand bei Professor Lindenberger am Hahn-Meitner-Institut für Kernforschung, Bereich Kern- und Strahlenphysik, in Berlin. Mit einer Arbeit über "Sequentielle Prozesse bei den Reaktionen $^{13}C(^{3}He,pn)^{14}N$ und $^{13}C(^{3}He,pp)^{14}C$ und ein ein Programmsystem zur Auswertung mehrdimensionaler Meßdaten" legte ich im März 1973 die Diplomprüfung in Physik ab. Danach blieb ich als Doktorand bei Professor Lindenberger am Hahn-Meitner-Institut, wo die vorliegende Arbeit entstand.

Ich bin seit dem 9. Mai 1975 verheiratet.

B. Ladewig - Dissertationsdruck - 1 Berlin 12 - Pestalozzistraße 106
Tel.: 3128885 - 3138198